

Messung der Reaktion  ${}^2\text{H}(\text{p},\text{pp})\text{n}$  bei 16 MeV  
in mehreren Konfigurationen  
und Vergleich mit Faddeevrechnungen  
sowie der Reaktion  ${}^2\text{H}(\text{n},\text{nn}){}^1\text{H}$

Inaugural - Dissertation  
zur  
Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität zu Köln

vorgelegt von  
**Carsten Dominik Düweke**  
aus Mainz

Köln 2004

Berichterstatter: Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck  
Prof. Dr. H. Ströher

Tag der mündlichen Prüfung: 13. Juli 2004

# Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden experimentelle Wirkungsquerschnitte für die Dreinukleonen-Aufbruchreaktion  ${}^2\text{H}(\text{p},\text{pp})\text{n}$  bei  $E_p = 16$  MeV bestimmt. Es wurden die drei kinematisch ausgezeichneten Konfigurationen Endzustandswechselwirkung (FSI), Intermediate Star (IST) und Coplanar Star (CST) untersucht. Endzustandswechselwirkung bedeutet eine verschwindende Relativenergie zwischen zwei der drei Nukleonen im Ausgangskanal. Star-Konfigurationen sind kinematisch ausgezeichnete Situationen, in denen im Schwerpunktsystem die drei in einer Ebene liegenden Vektoren der Nukleonenimpulse durch Azimutwinkel von jeweils  $120^\circ$  getrennt sind und identischen Betrag haben.

Die Auswahl der Konfigurationen ist vor allem motiviert durch eine Messung des neutroneninduzierten Deuteronen-Aufbruchs bei  $E_n = 16$  MeV [Cro01]. Die in dieser Messung bestimmten Wirkungsquerschnitte haben in der FSI-Situation eine unerwartet große Diskrepanz zwischen theoretischer Vorhersage und experimentellen Ergebnissen gezeigt, obwohl die FSI bis zu dieser Messung als eine der am besten beschriebenen kinematischen Konfigurationen galt. Die Messung der Star-Konfigurationen ermöglicht außerdem einen Vergleich der Neutronendaten mit den neu gewonnen Protonendaten. Die in dieser Arbeit gezeigten Ergebnisse der Theorie sind Vorhersagen für den n-d-Aufbruch, da sie die Coulombwechselwirkung nicht berücksichtigen. Die Vergleiche zwischen p-d- und n-d-Aufbruchdaten unter identischen kinematischen Situationen geben daher wichtige Hinweise auf mögliche Einflüsse der Coulombkraft.

Die Messungen wurden am 10 MV Tandem-Van de Graaff-Beschleuniger

---

am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde ein neuer Koinzidenz-Analysator [Kth01] fertiggestellt, getestet und eingesetzt. Der neue Analysator ist in Bezug auf Anzahl und Kombination der gewünschten Koinzidenzen frei programmierbar, ermöglicht wesentlich mehr gleichzeitig aufzunehmende Koinzidenzen und ist wesentlich kompakter und wartungsärmer als sein Vorgänger. Das System brachte während dieser und weiterer Messungen ([Imi04] [Ley04]) die erwünschten Ergebnisse und erlaubte, wegen einer deutlichen Reduzierung des Betreuungsaufwandes, eine längere effektive Meßzeit am Beschleuniger.

Die im Listmode vorliegenden Ergebnisse der Messungen wurden vor allem durch das Programm-Paket PAW (**P**hysics **A**nalysing **W**orkstation) aus den Laboren von CERN (**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire) ausgewertet. Die experimentellen Wirkungsquerschnitte wurden mit theoretischen Vorhersagen verglichen, die auf Faddeevrechnungen basieren [Fad61]. Die Faddeev-Theorie nutzt bekannte NN-Mesonenaustausch-Präzisionspotentiale (hier das CD-Bonn NN-Potential) und fügt diesen zum Teil eine  $2\pi$ -Austausch-Dreikörperkraft hinzu. Die in dieser Arbeit eingesetzte Dreikörperkraft basiert auf dem Tucson-Melbourne-Potential [Coo79].

Die Ergebnisse brachten die erwartete Bestätigung der Theorie in der FSI-Situation und stellen damit die Ergebnisse der FSI-Messung der  $n$ - $d$ -Aufbruchreaktion in Frage. Die Wirkungsquerschnitte der Star-Konfigurationen sind im Rahmen ihrer Fehler in guter Übereinstimmung mit der Theorie. Die analogen Neutronendaten liegen sowohl über den Daten dieser Messung als auch über der Theorie. Die Unterschiede zwischen den Neutronen- und den Protonendaten lassen vermuten, daß sich dort der Einfluß der Coulombwechselwirkung bemerkbar macht.

# Abstract

The main intention of this work was the investigation of the  ${}^2\text{H}(\text{p},\text{pp})\text{n}$  breakup reaction at  $E_p = 16$  MeV by measuring three kinematically complete configurations. The data of two so-called star configurations (the momenta of the three emitted nucleons in the c.m. system lie in the same plane, have equal magnitude and are separated by  $120^\circ$ ) and one final-state interaction (FSI) were taken at the 10 MV Cologne tandem accelerator.

Former three-nucleon (3N) measurements showed some discrepancies between the experimental data and the theoretical predictions, which are based on 3N Faddeev calculations performed including the  $2\pi$ -exchange Tucson-Melbourne 3N force (TM-3NF). Specifically the measurement of the neutron-induced deuteron breakup at  $E_n = 16$  MeV points to a significant difference between experiment and theory for the FSI [Cro01]. The measured cross sections are obviously lower than those predicted by the theory in the final-state peaks. The Intention of this work also is to compare star-configuration cross sections with those from the analogue neutron-induced deuteron breakup.

Measuring the breakup reaction first required the completion of the new coincidence analyzer system [Kth01]. The free-programmable coincidence identification allows, among other advantages, the implementation of nearly any coincidence configuration in only a fraction of the time needed by the old analyzer.

Above all the PAW (**P**hysics **A**nalysing **W**orkstation) library from the

---

CERN (**C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire) laboratories was used for data analysis. The results were discussed and compared with theoretical predictions from Faddeev calculations (partially including the TM-3NF) and the results from the analogue neutron breakup measurement.

The results for the FSI cross section showed the expected confirmation of the theory and not of the analogue neutron measurement. The experimental cross sections of the star configurations are in relatively good agreement with the theory without Coulomb interaction, considering the magnitude of the error bars.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation</b>	<b>1</b>
<b>I</b>	<b>Theorie</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Dreinukleonenproblem</b>	<b>7</b>
2.1	NN-Potentiale . . . . .	7
2.2	Dreinukleonensysteme . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Kinematik</b>	<b>19</b>
3.1	Star-Konfigurationen . . . . .	19
3.2	Endzustandswechselwirkung . . . . .	21
3.3	Kinematische Kurven . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Wirkungsquerschnitt</b>	<b>27</b>
<b>II</b>	<b>Experiment</b>	<b>33</b>
<b>5</b>	<b>Aufbau</b>	<b>35</b>
5.1	Tandem-Beschleuniger . . . . .	35
5.2	Streukammer . . . . .	37
5.3	Detektoren . . . . .	40
<b>6</b>	<b>Analysator</b>	<b>43</b>
6.1	Listmode . . . . .	45

6.2	Energiezweig . . . . .	47
6.3	Zeitweig . . . . .	49
6.4	Eventerkennung . . . . .	53
6.5	Totzeitbestimmung . . . . .	56
6.6	Singles-Messungen . . . . .	57
 <b>III Datenauswertung</b>		<b>59</b>
<b>7</b>	<b>Energieeichung</b>	<b>61</b>
<b>8</b>	<b>Monitorreaktion</b>	<b>65</b>
<b>9</b>	<b>Datenreduktion</b>	<b>69</b>
9.1	Zeitdifferenz-Spektrum . . . . .	70
9.2	Abstandsparameter und S-Projektion . . . . .	74
 <b>IV Ergebnisse</b>		<b>81</b>
<b>10</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>83</b>
<b>11</b>	<b>Diskussion</b>	<b>89</b>
<b>12</b>	<b>Ausblick</b>	<b>97</b>
 <b>V Anhang</b>		<b>I</b>
<b>Meßergebnisse in tabellarischer Form</b>		<b>III</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>		<b>V</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>		<b>VII</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>		<b>IX</b>



# 1 Motivation

Seit vielen Jahren haben Dreinukleonensysteme die Rolle des Bindegliedes zwischen Zweinukleonen- (NN) und Viel-Nukleonensystemen übernommen. NN-Potentiale wie CD-Bonn, Nijmegen I/II und Argonne-18 beschreiben die experimentellen Daten aus Messungen an NN-Systemen sehr gut (d.h. mit einem  $\chi^2$  von ungefähr eins).

Diese NN-Potentiale verwendet die Theorie zur Beschreibung der deutlich komplizierteren 3N-Systeme. Diese Berechnungen basieren auf der Faddeev-Theorie [Fad61]. Diskrepanzen zwischen den Faddeevrechnungen und experimentellen Ergebnissen deuten auf mögliche Dreikörperkräfte (3NF) hin. Heute werden die 3NF, mit denen z.B. die Bindungsenergien von  $^3\text{H}$  und  $^3\text{He}$  wesentlich besser beschrieben werden können, unter anderem durch Anwendung des Tucson-Melbourne-Potentials in die Rechnungen einbezogen [Coo79].

Die 3N-Systeme können auf der einen Seite experimentell relativ einfach (im Vergleich zu Viel-Nukleonensystemen) und kinematisch vollständig untersucht werden. Auf der anderen Seite ist die dabei zugrunde liegende Physik nicht trivial und noch nicht vollständig verstanden. Die Ergebnisse der Messungen können wichtige quantitative Aussagen über die zugehörige Theorie machen. Ein wichtiger Bestandteil der Untersuchungen von 3N-Systemen ist der nukleoneninduzierte Deuteronenaufbruch. Aus diesem Grund wurden Aufbruchreaktionen seit Ende der sechziger bzw. Anfang der siebziger Jahre des letzten Jahrhunderts experimentell betrachtet. Die ersten Messungen untersuchten die Systeme allerdings nicht kinematisch vollständig, sondern konzentrierten sich auf lediglich ei-

nes der auslaufenden Nukleonen. Eine kinematisch vollständige Betrachtung der Reaktion erfordert aber, neben der Kenntnis der Energie des Projektils (bei einem ruhenden Target), den Nachweis von zwei der drei auslaufenden Nukleonen.

Die Vorhersagen aus aktuellen theoretischen Berechnungen der 3N-Systeme sind in nahezu allen Fällen in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Trotzdem existieren immer noch Unstimmigkeiten. In wenigen Fällen kommt es beim Vergleich mit den experimentellen Daten zu signifikanten Abweichungen. Beispiele hierfür sind die zu niedrigen theoretischen Wirkungsquerschnitte bei der Beschreibung des Space Star (SST) [Set96] und der quasifreien Streuung (QFS) [Lüb92] [Sie02] oder das  $A_y$ -Puzzle der elastischen Nd-Streuung [Glö96] [Hüb98]. Auch neue Ansätze der Theorie wie die Chirale-Störungstheorie ( $\chi$ PT) [Epe02] sind nicht in der Lage, diese Probleme zu lösen.

In anderen Fällen, in denen die Übereinstimmung von Theorie und Experiment bei einzelnen Energien ausgezeichnet war, treten starke Abweichungen auf. Ein Beispiel dafür ist die Endzustandswechselwirkung (FSI) der Reaktion  ${}^2\text{H}(n,nn){}^1\text{H}$  bei  $E_n = 16$  MeV (s. Abb. 1.1) [Cro01]. Hier zeigen sich in den beiden FSI-Peaks deutliche Abweichungen von der Theorie, die vorher in keiner vergleichbaren Messung aufgetreten sind. Die FSI-Konfiguration galt im Gegenteil dazu sogar immer als eine der am besten beschriebenen.

Am Institut für Kernphysik an der Universität zu Köln (IKP) werden seit Jahren Experimente zur systematischen Bereitstellung von Daten des Dreinukleonensystems durchgeführt (siehe auch [Rau91], [Gro93], [Pat95], [Prz98] und [Pae01]). Diese Daten sollen helfen, theoretische Vorhersagen zu bewerten; beim Vergleich mit Neutronendaten speziell in Erwartung vollständiger Aufbruch-Rechnungen mit Berücksichtigung der Coulombkraft [Kie03]. Der 10 MV Tandem-Van de Graaff-Beschleuniger des Instituts bietet hierzu die Möglichkeit, in einem für 3N-Aufbruchmessungen sehr geeigneten Energiebereich mit Protonen- oder Neutronenenergien von bis zu 20 MeV zu experimentieren. In diesem Energiebereich stehen zum einen präzise Rechnungen der Theorie und experimen-

telle Daten aus vergleichbaren Messungen des neutroneninduzierten Deuteronenaufbruchs zur Verfügung und zum anderen existieren, wie bereits erwähnt, ungelöste Differenzen zwischen der Theorie und den Meßergebnissen verschiedener Experimente, die bei höheren Energien verschwinden oder in anderen Observablen auftauchen.

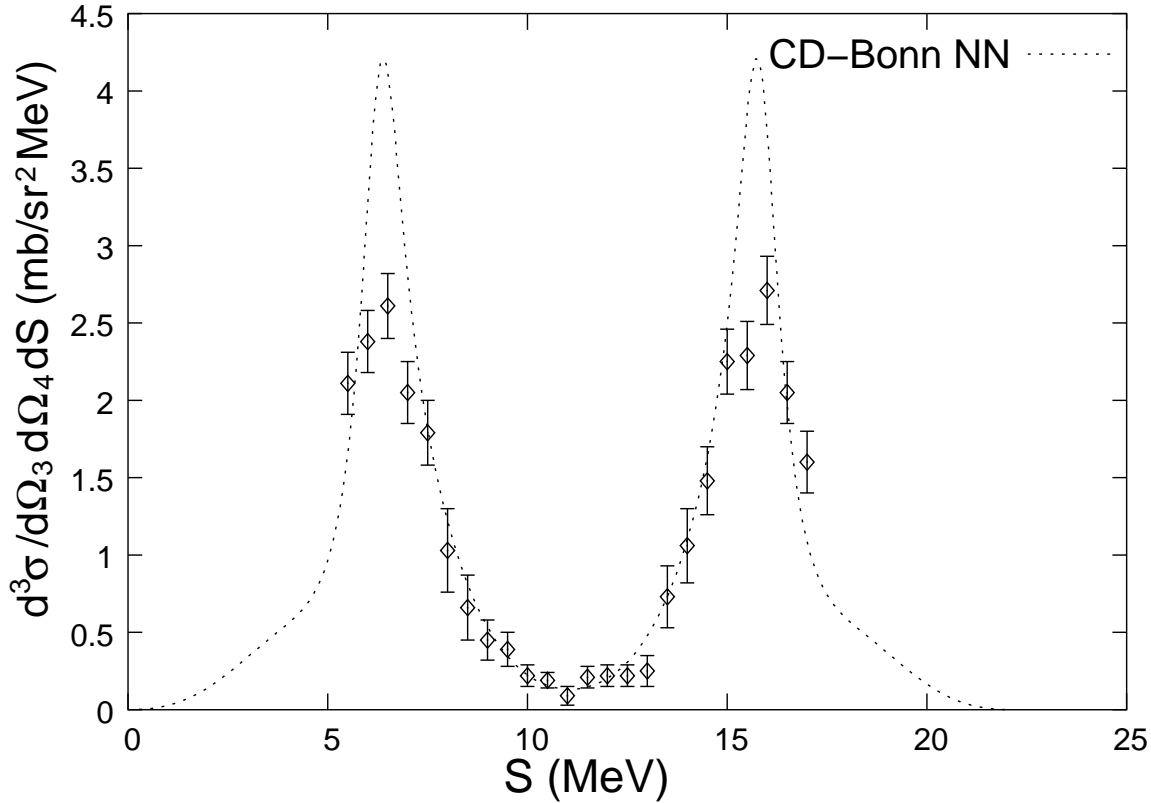


Abbildung 1.1: FSI-Wirkungsquerschnitt der  $^2\text{H}(n,nn)^1\text{H}$ -Reaktion bei  $E_n = 16$  MeV [Cro01] im Vergleich mit Faddeev-Rechnungen (CD Bonn NN)

Die Messungen der vorliegenden Arbeit sind hauptsächlich motiviert durch die gezeigten Unstimmigkeiten in der FSI-Situation der nd-Aufbruchmessung [Cro01]. Aus diesem Grund sollte die analoge pd-Aufbruchreaktion  $^2\text{H}(p,pp)n$  in der FSI bei  $E_p = 16$  MeV kinematisch vollständig untersucht werden.

Durch Messungen am Kölner Tandem-Beschleuniger liegen Wirkungsquerschnitte von Aufbruchmessungen (Star-Konfigurationen, quasifreie Streuung, Kollinearität und Endzustandswechselwirkung) bei Energien von  $E_p = 10.3, 13.0, 14.1$  und  $19.0$  MeV vor [Pae01]. Diese sollten bei einer Energie von  $E_p = 16$  MeV ergänzt werden. Dazu wurden die vorliegenden Messungen exakt in den kinematischen Situationen der bereits erwähnten Neutronenmessung durchgeführt. Das ermöglichte einen direkten Vergleich der Daten, sowohl mit der Theorie, als auch mit den Neutronendaten. Dieser Vergleich ist unter anderem, auch in Hinsicht auf die in der Theorie nicht berücksichtigte Coulombwechselwirkung, von Interesse.

Für diese Aufgabenstellung sollte das neue Koinzidenz-Analysator-System fertiggestellt und in Betrieb genommen werden (siehe auch [Kth01]). Das System wurde vor allem für Koinzidenz-Messungen im Bereich der Wenig-Nukleonensysteme konzipiert und sollte parallel zu dieser Messung noch bei weiteren Messungen verwendet werden (siehe auch [Imi04] und [Ley04]). Die Konzeption des neuen Analysators ermöglicht in seiner jetzigen und bei Bedarf ausbaufähigen Form die Programmierung einer beliebigen Anzahl von gleichzeitig zu messenden Koinzidenzen aus 16 verschiedenen Detektorzweigen. Die Anpassung des Systems an neue Anforderungen wurde, im Vergleich zum alten System, um ein vielfaches vereinfacht. Die Vereinfachungen betrafen sowohl den zeitlichen Aufwand als auch die Genauigkeit der Einstellungen.

# **Teil I**

# **Theorie**



## 2 Dreinukleonenproblem

### 2.1 NN-Potentiale

Die Entdeckung des Neutrons 1932 durch Chadwick und die Tatsache, daß sich diese ungeladenen Teilchen im Kern fest an Protonen und andere Neutronen binden, machte die Einführung einer Kern-Kraft notwendig, die sich nicht auf elektromagnetische Wechselwirkung zwischen den Teilchen reduzieren läßt. Diese Kraft zwischen zwei Nukleonen mußte sehr kurzreichweitig sein [Wig33] und wurde von Yukawa durch den Austausch eines Teilchens (Meson) beschrieben [Yuk35]. Er postulierte 1935 das dazu notwendige Austauscheteilchen, das  $\pi$ -Meson, das erst 1947 durch Powell nachgewiesen werden konnte - zwischenzeitlich wurde fälschlicherweise das Myon für das gesuchte Austauscheteilchen gehalten.

Diese Idee der Beschreibung der Kern-Kräfte ist heute zwar von der Quantenchromodynamik (QCD) in ihrer Rolle als fundamentale Theorie abgelöst worden, kann aber weiterhin als effektive Beschreibung der starken Wechselwirkung im Bereich der Niederenergie-Physik als nicht-perturbativer Bereich der QCD benutzt werden.

Für die theoretische Beschreibung von NN-Wechselwirkungen werden heute verschiedene NN-Potentiale benutzt, die Ende der siebziger bis Anfang der achtziger Jahre des letzten Jahrhunderts entwickelt worden sind und in ihrer heutigen Form seit Mitte der neunziger Jahre als Präzisionspotentiale bezeichnet werden können. Die meisten von ihnen stützen sich auf den Mesonenaustausch und berücksichtigen neben dem  $\pi$ -

Mesonenaustausch noch andere Mesonenaustauschprozesse (beim Bonn-Potential z.B. das  $\omega$ - und das  $\sigma$ -Meson). Gemeinsam ist ihnen, daß sie im Gegensatz zu älteren Potentialen, die noch nicht auf dem Mesonenaustausch basierten (z.B. Reid- oder Hamada-Johnston-Potential), keine phänomenologischen Parameter nutzen, sondern sich ausschließlich auf physikalische Phänomene stützen.

Das erste echte und realistische Mesonenaustausch-Potential war das Paris-Potential. Das Paris-Potential greift nur beim lang- und mittlereichweitigen Teil auf den Mesonenaustausch zurück, wobei der langreichweitige Teil durch Zweipionen-Austausch und der mittlereichweitige durch Einpionen-Austausch beschrieben wird. Der kurzreichweitige Teil hingegen wird rein phänomenologisch behandelt [Lac80].

Die Präzisionspotentiale können allerdings nicht als fundamentale Beschreibung der Nukleonen-Systeme verstanden werden, da sie subhadronische Strukturen nicht berücksichtigen. Neue Potentiale wie z.B. das Moskau-Potential [Kuk98][Kuk99] versuchen diesen subhadronischen Ansatz zu machen, sind aber im Moment noch nicht in der Lage, die aktuellen Datensätze genauer zu beschreiben als die bekannten realistischen Mesonenaustausch NN-Potentiale.

Ein anderer neuer Ansatz bezieht die Chirale-Störungstheorie ( $\chi$ PT) mit in ein Bosonenaustausch-Modell ein. Die  $\chi$ PT ist eine niederenergetische Näherung der QCD, in der die Mesonen-Nukleonen-Wechselwirkungen durch einen effektiven chiralen Lagrangian beschrieben werden. Erste Ergebnisse eines noch energieabhängigen NN-Potentials gehen auf Weinberg [Wei90] [Wei91] und van Kolck et al. [Ord92] [Kol94] zurück. Eine durch unitäre Transformationen weiterentwickelte energieunabhängige Form der  $\chi$ PT erreicht bei der Vorhersage experimenteller NN-Daten ähnlich gute Ergebnisse wie die im folgenden beschriebenen Präzisionspotentiale [Epe98] [Epe99].

In der *next-to-leading order* (NLO) des Lagrangians ist das Potential die Summe von Ein- $\pi$ - und Zwei- $\pi$ -Austausch und Kontaktwechselwirkung. Die nächst höhere Ordnung (die *next-to-next-to-leading order* (NNLO))



wird noch durch chiralen Zwei- $\pi$ -Austausch mit Niederenergiekonstanten aus der  $\pi$ -N-Streuung ergänzt [Epe00]. Abbildung 2.1 zeigt die Hierarchie der Kernkräfte bis zur NNNLO.

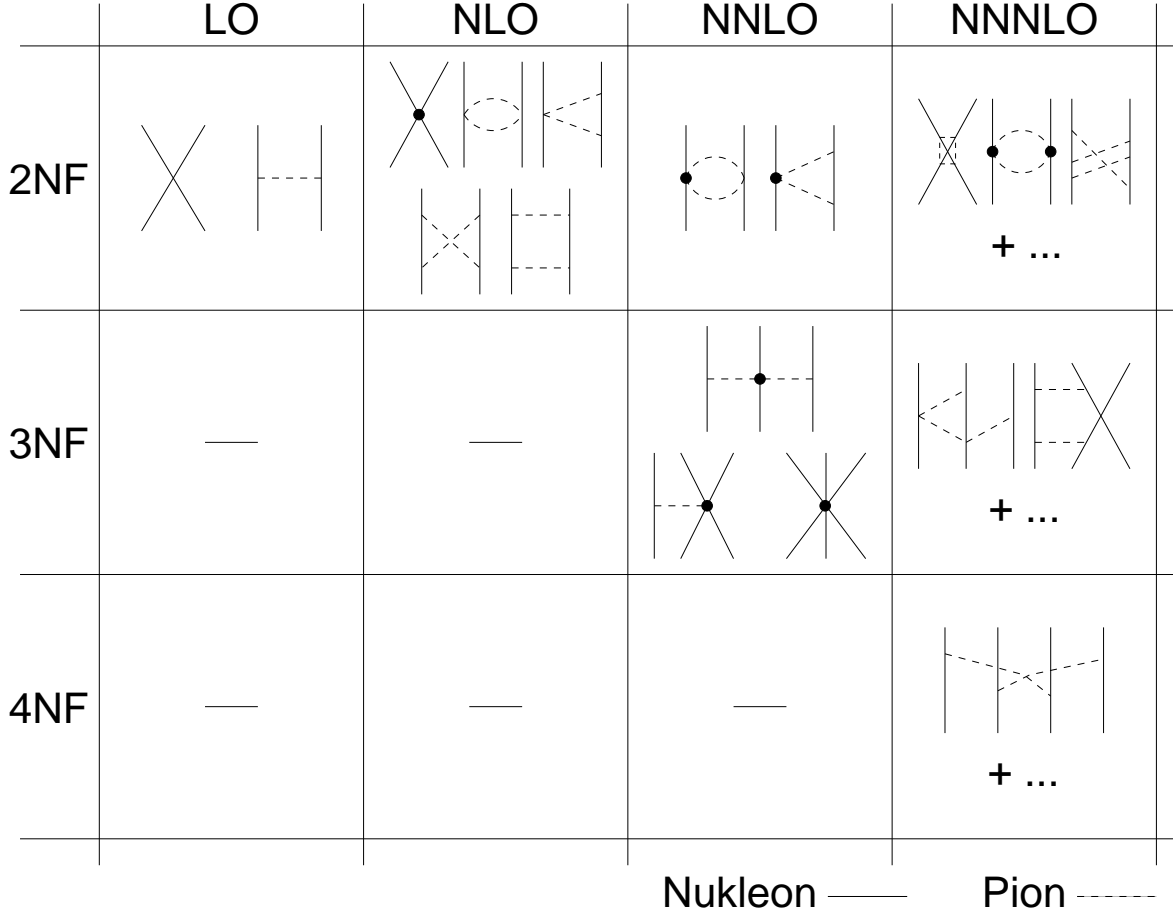


Abbildung 2.1: Hierarchie der Kernkräfte in der  $\chi$ PT

Die am häufigsten benutzten NN-Potentiale sind heute das Nijmegen I- und Nijmegen II-, das Argonne-18- und das CD-Bonn-Potential:

- Die Nijmegen Einbosonaustausch-Potentiale basieren auf der Regge-Pol-Theorie und behandeln das Problem rein nichtrelativistisch. Bei ihnen werden, im Vergleich mit anderen Potentialansätzen, noch zusätzliche Austauschprozesse berücksichtigt (Pomeron), die auch

eine Betrachtung von Dreinukleonensystemen mit höherer Energie erlauben. Das ältere Nijmegen-78- [Nag78], das daraus weiter entwickelte Nijmegen-93- und das neue Nijmegen I-Potential sind nichtlokale Potentiale. Beim lokalen Nijmegen II Potential dagegen wurden die impulsabhängigen Terme vernachlässigt [Sto94].

- Das Argonne-18-Potential fällt insofern aus der Reihe, als es, als einziges hier erwähntes, ein rein phänomenologisches Potential ist. Die 18 Terme bestehen aus den 14 Termen des älteren Argonne-14-Potentials, die in Abhängigkeit von verschiedenen Operatoren des NN-Systems (Orts-, Bahndrehimpuls-, Spin, Isospin- und Gesamtspinoperatoren) die 14 Singulett- und Triplettzustände S, P, D und F beschreiben [Wir84]. Zusätzlich werden vier weitere Terme berücksichtigt, die drei ladungsabhängige und einen ladungsasymmetrischen Operator beinhalten, wodurch das Potential abhängig von Ladung und Ladungssymmetriebrechung wird [Wir95].
- Die Bonn-Potentiale versuchen im Rahmen eines feldtheoretischen Ansatzes die NN-Wechselwirkung zu beschreiben. Neben der energieabhängigen Form [Mac87] wurde ein weiteres energieunabhängiges Bonn-B-Potential [Mac89] vorgestellt. Die aktuellste Form des Potentials ist das ladungsabhängige CD-Bonn-Potential, das ein  $\chi^2$  von 1,01 für ca. 3000 p-p-Daten und ein  $\chi^2$  von 1,02 für ca. 3000 n-p-Daten erreicht [Mac96] [Mac01]. Die Bonn-Potentiale bauen sowohl im mittel- und langreichweitigen als auch im kurzreichweitigen Teil auf den Einbosonenaustausch (OBE) auf. Dabei werden alle Mesonen berücksichtigt, deren Masse unterhalb der Nukleonenmasse liegt ( $\pi$ ,  $\eta$ ,  $\rho$  und  $\omega$ , sowie ein fiktives  $\sigma$ -Meson, das eine Zusammenfassung aller Mesonenaustauschprozesse höherer Ordnung ist (vor allem der  $2\pi$ -Austausch)) (s. Abb. 2.2). Durch die Annahme einer verschwindenden Kopplung zwischen  $\eta$  und einem Nukleon, wird das  $\eta$ -Meson nicht weiter betrachtet. Das  $\pi$ -Meson beschreibt den langreichweitigen Teil der Kernkräfte und bewirkt die Tensorkraft, die vom  $\rho$ -Meson bei kleinen und mittleren Nukleonenabständen reduziert wird. Das fiktive  $\sigma$ -Meson beschreibt den intermediären

und das  $\omega$ -Meson den kurzreichweitigen Teil der Kernkraft sowie die Spin-Bahn-Kopplung.

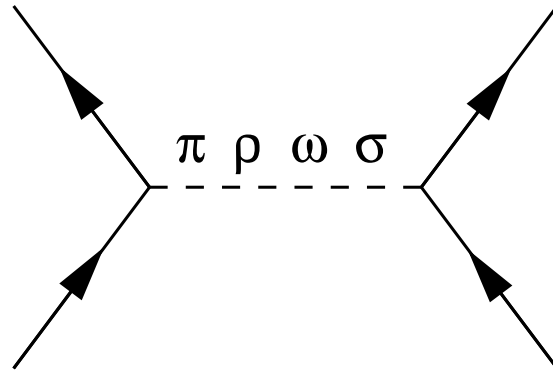


Abbildung 2.2: Feynmangraph des Einbosonaustausches (OBE) zwischen zwei Nukleonen beim CD-Bonn NN Potential

## 2.2 Dreinukleonensysteme

Wendet man sich nun 3N-Systemen zu, dann stellt sich die Frage, inwiefern die bekannten effektiven NN-Potentiale übernommen werden können, um diese Systeme zu beschreiben. Wie gut können auf der Basis der bekannten Mesonenaustausch-Präzisionspotentiale die Wirkungsquerschnitte und Spin-Observablen des 3N-Systems bestimmt werden?

Erstes Interesse an 3N-Systemen weckte bereits in den dreißiger Jahren die Frage nach den Bindungsenergien von  $^3\text{H}$  und  $^3\text{He}$  und ob diese durch die damals aktuellen Modelle zur NN-Kraft beschrieben werden können. Die 3N-Streusysteme waren dagegen lange Zeit nicht von Interesse.

Erste Vorhersagen zum 3N-Streusystem wurden durch einfache Reaktionsmodelle gemacht, in denen das 3N-Problem auf ein NN-Problem reduziert wurde und die sich auf lediglich eine kinematisch ausgezeichnete Aufbruchsituation beschränkten, wie z.B. die Endzustandswechselwirkung [Wat52] oder die quasifreie Streuung [Che59]. Die Reaktionsmodelle

sagten die Form des Wirkungsquerschnitts oft gut vorher. Um die absolute Höhe zu beschreiben, mußte die Theorie allerdings durch willkürliche Parameter an experimentelle Daten angepasst werden [Mar70] [Bra71] [And72] [Thi73].

Anfang der sechziger Jahre entwickelte Everett einen Ansatz, der das Dreinukleonenproblem mit Hilfe von Zweinukleonen-Off-Shell T-Matrizen zu lösen versuchte [Eve62]. Er erhielt jedoch aus seinen Ergebnissen keine drei gekoppelten Integralgleichungen. Dieser Schritt gelang erst Faddeev [Fad61] [Fad65].

Faddeev formulierte eine nichtrelativistische Mehrkanal-Streutheorie, die eine exakte quantenmechanische Berechnung des Dreinukleonensystems erlaubt. Dazu wird der Relativimpuls jeweils eines der Nukleonen zu dem Schwerpunkt der Relativimpulse des NN-Subsystems, das aus den beiden anderen Nukleonen besteht, gebildet. Durch Partialwellenzerlegung können die daraus entstandenen sechsdimensionalen Integralgleichungen auf eine vierdimensionale Integralgleichung reduziert werden, weil der Gesamtdrehimpuls  $J$  und seine  $z$ -Komponenten Erhaltungsgrößen sind und daher auf Drehimpulseigenzustände projiziert werden können. Die Lösung für das gebundene System ist dann die Gesamtwellenfunktion, die sich aus drei gekoppelten Integralgleichungen für die drei Teilwellenfunktionen zusammensetzt. In den Lehrbüchern [Sch74] und [Glö83] finden sich genauere Betrachtungen des Faddeev-Formalismus.

Numerisch exakte Faddeevrechnungen konnten damals allerdings noch nicht durchgeführt werden. Aufgrund der stark beschränkten Rechnerkapazitäten der sechziger und siebziger Jahre, war man auf der Suche nach Vereinfachungen oder Näherungen zum Faddeev-Formalismus.

Erste numerische Rechnungen mit spinabhängigen S-Wellen-Yamaguchi-Kräften konnten experimentelle Daten, wie z.B. den totalen  $nd$ -Aufbruch-Wirkungsquerschnitt, bei niedrigen Energien qualitativ beschreiben [Aar65] [Aar66].

Weitere Rechnungen basierten auf separablen Potentialen vom Rang 1, die ausschließliche S-Wellen berücksichtigten [Cah71] [Ebe74]. Andere

Ansätze mit separablen Potentialen höherer Ordnung, unter Berücksichtigung von D- und P-Wellen, wurden gemacht. Die Verwendung der separablen Potentiale und rein phänomenologischer Formfaktoren stellt aber die physikalische Aussagekraft der Rechnungen in Frage.

Mitte der achtziger Jahre des letzten Jahrhunderts wurden die im vorherigen Abschnitt beschriebenen NN-Potentiale erstmals in die Faddeev-Rechnungen einbezogen. Mittels des Paris-Potentials wurden erste Rechnungen zur elastischen N-d-Streuung [Hai84] und mit dem Argonne-14-Potential Rechnungen unterhalb der N-d-Aufbruchschwelle gemacht [Fri84].

Mitte der achtziger Jahre wurden von der Bochumer Gruppe um Glöckle und Witała erste exakte Faddeev-Rechnungen mit AGS-Umformungen [Alt67] erfolgreich durchgeführt [Wit87] [Wit88a] [Wit88b]. Diese Rechnungen, die NN-Präzisionspotentiale nutzen, können als exakt bezeichnet werden, weil bei ihnen außer einer Beschränkung der Partialwellen keinerlei Näherungen eingegangen werden. Wie weit höhere Partialwellen bei ihnen berücksichtigt werden müssen, ist vor allen Dingen von der jeweiligen Reaktionsenergie abhängig. Vor allem bei Energien von wenigen MeV kann eine Beschränkung auf kleine  $j$  vorgenommen werden, bei höheren Energien muß ein Kompromiss aus erwünschter Genauigkeit und vorhandenen Rechnerkapazitäten gefunden werden.

Die Beschreibung des 3N-Problems durch bekannte NN-Potentiale führt zu der Frage, wie die Anwesenheit des dritten Nukleons Einfluß auf die Wechselwirkung der beiden anderen Nukleonen hat. Ein Ansatz zur Beschreibung dieses Einflusses ist die Einführung einer Dreikörperkraft.

Die mögliche Existenz und Wirkung einer solchen Kraft zeigt sich in den nicht anders erklärbaren Diskrepanzen zwischen experimentellen Daten und der ausschließlich auf NN-Potentialen basierenden Theorie. Vor allem die Beschreibung der  $^3\text{H}$ - und  $^3\text{He}$ -Bindungsenergien zeigte gravierende Unterschiede zwischen Theorie und Experiment von bis zu 1 MeV (s. Tab. 2.1). Die Dreikörperkraft (3NF) wird z.B. mit Hilfe des Tucson-Melbourne-Potentials, aus dem die  $2\pi$ -Austausch Tucson-Melbourne Drei-

nukleonenkraft (TM-3NF) resultiert, eingeführt [Coo79] [Coo81]. Heute wird meistens die weiter entwickelte Form des TM-3NF, die TM99-3NF, benutzt, die die chirale Symmetrie erhält [Coo01]. Ein weiteres Potential, das zur Beschreibung der 3NF verwendet wird, ist das Urbana IX-Potential, das hier aber nicht weiter diskutiert werden soll [Pud97].

Abbildung 2.3 zeigt den Feynmangraphen für die  $\pi$ - $\pi$ -Dreinukleonen-Austauschkraft. Das von einem Nukleon emittierte  $\pi$ -Meson wechselwirkt mit dem zweiten Nukleon und wird vom dritten Nukleon absorbiert. Die Stärke der 3NF wird dabei von der  $\pi$ N-Streuamplitude bestimmt, die in der Abbildung als schraffierte Fläche gezeigt wird und bei niedrigen Energien z.B. eine  $\Delta$ -Isobarresonanz ist.

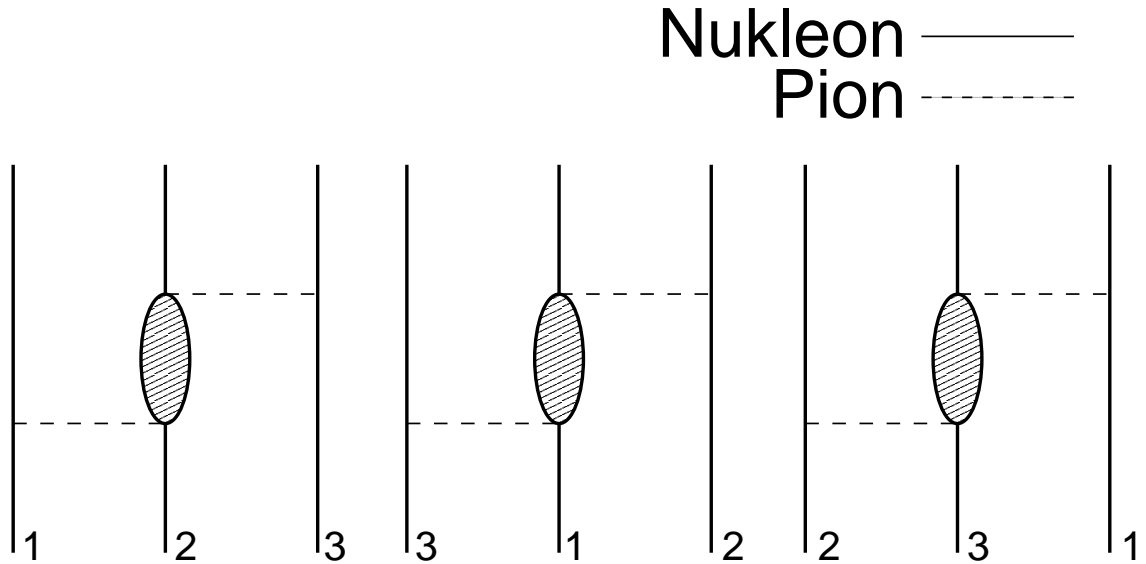


Abbildung 2.3: Feynmangraphen des  $2\pi$ -Austausches zwischen drei Nukleonen als Dreikörperkraft; in den schraffierten Flächen (z.B.  $\Delta$ -Isobarresonanz) wird das vorwärts propagierende Nukleon nicht berücksichtigt

Durch die Einführung der TM-3NF konnten Differenzen zwischen Experiment und der Theorie ohne 3NF gelöst werden, die bei Energien ab  $60 \text{ MeV}$  auftraten. Beispiele dafür sind Unterschiede in den Minima der Wirkungsquerschnitte bei der elastischen Streuung [Wit98] und die bis-

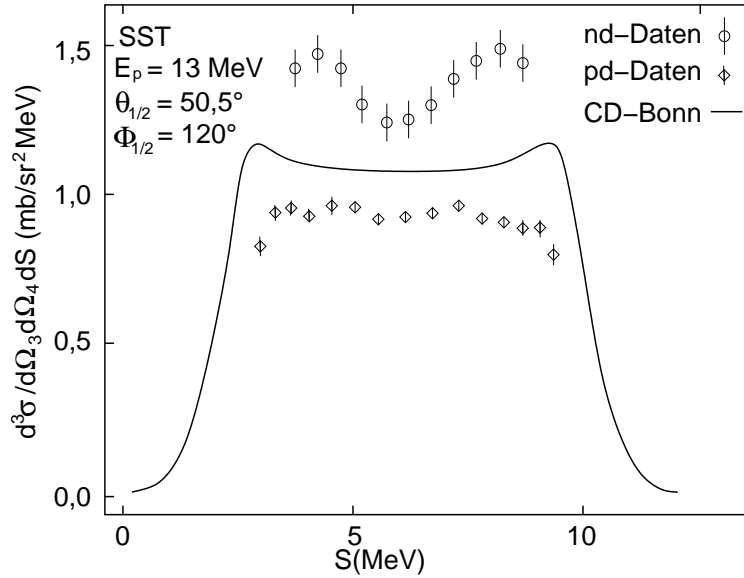


Abbildung 2.4: Diskrepanzen zwischen Theorie, nd- und pd-Aufbruchdaten beim Space Star; im Beispiel nd- [Str89] und pd-Aufbruchmessungen [Rau91] bei 13 MeV

her schlecht beschriebene Tritonbindungsenergie (s. Tab. 2.1) [Nog97]. Die bereits erwähnten Diskrepanzen im Space Star [Set96] und das  $A_y$ -Puzzle [Glö96] im Bereich niedriger Energien sind allerdings noch immer ungelöst.

In der Chiralen-Störungstheorie ( $\chi$ PT) wird ab der *next-to-next-to-leading-order* (NNLO) eine Dreikörperkraft berücksichtigt (s. Kapitel 2.1). In der NNLO wird die 3NF beschrieben durch 3N-Kontaktwechselwirkung, Zwei- $\pi$ -Austausch (TPE) und Ein- $\pi$ -Austausch (OBE), bei dem das Pion durch den Kontakt mit einem NN-System emittiert oder absorbiert wird (s. Abb. 2.1). Die Ergebnisse mit NNLO beschreiben die experimentellen 3N-Daten ähnlich gut wie die bisherigen NN-Potentiale mit TM-3NF (inclusive der ungelösten Probleme). Rechnungen mit NNNLO, bei der neue 3NF eingeführt werden, sind noch nicht veröffentlicht, könnten aber möglicherweise helfen, offene Fragen zu klären [Epe02] [Epe03].

Potential- Modelle	${}^3\text{H}$ -Bindungsenergie (MeV)
CD-Bonn	8,00
Argonne-18	7,62
Nijmegen II	7,62
CD-Bonn + TM	8,48
Argonne-18 + TM	8,48
Argonne-18 + TM99	8,45
Argonne-18 + Urb-IX	8,48
Experiment	8,48

Tabelle 2.1:  ${}^3\text{H}$ -Bindungsenergien der verschiedenen Präzisionspotentiale [Mac96], der Potentiale mit verschiedenen 3NF [Nog02] und aus dem Experiment [Gib88]

Mittlerweile ist es auch gelungen, die elastische Nd-Streuung mit elektromagnetischen Kräften zu berechnen [Wit03] [Kie04]. Durch die neu berücksichtigte magnetische Moment-Wechselwirkung ergeben sich dabei nur für die Vektor-Analysierstärke merkbare Abweichungen von bisherigen Rechnungen. Das  $A_y$ -Puzzle wird dadurch allerdings nicht gelöst. In der pd-Streuung kommt es im Bereich des  $A_y$ -Peaks zwar zu einer Reduzierung der Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie, in der nd-Streuung wachsen die Differenzen aber an.

Die theoretischen Voraussagen, die in dieser Arbeit mit den experimentellen Daten verglichen werden, basieren auf vollständigen N-d-Faddeev-rechnungen in Impulsdarstellung [Wit87] [Wit88a] [Wit88b] [Hüb93]. Wie bereits erwähnt, muß bei den exakten Rechnungen die Partialwellenentwicklung begrenzt werden. Bei niedrigen Projektilenergien wie in dieser Arbeit zeigen Vergleiche verschiedener Rechnungen, daß eine Berücksichtigung bis  $j_{max} = 3$  ausreicht. Die mit dieser Beschränkung gemachten Rechnungen sollen im folgenden als vollständig bezeichnet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das CD-Bonn NN-Potential verwendet. Zusätzlich zu der vollständigen Theorie wurde zweimal gerechnet,



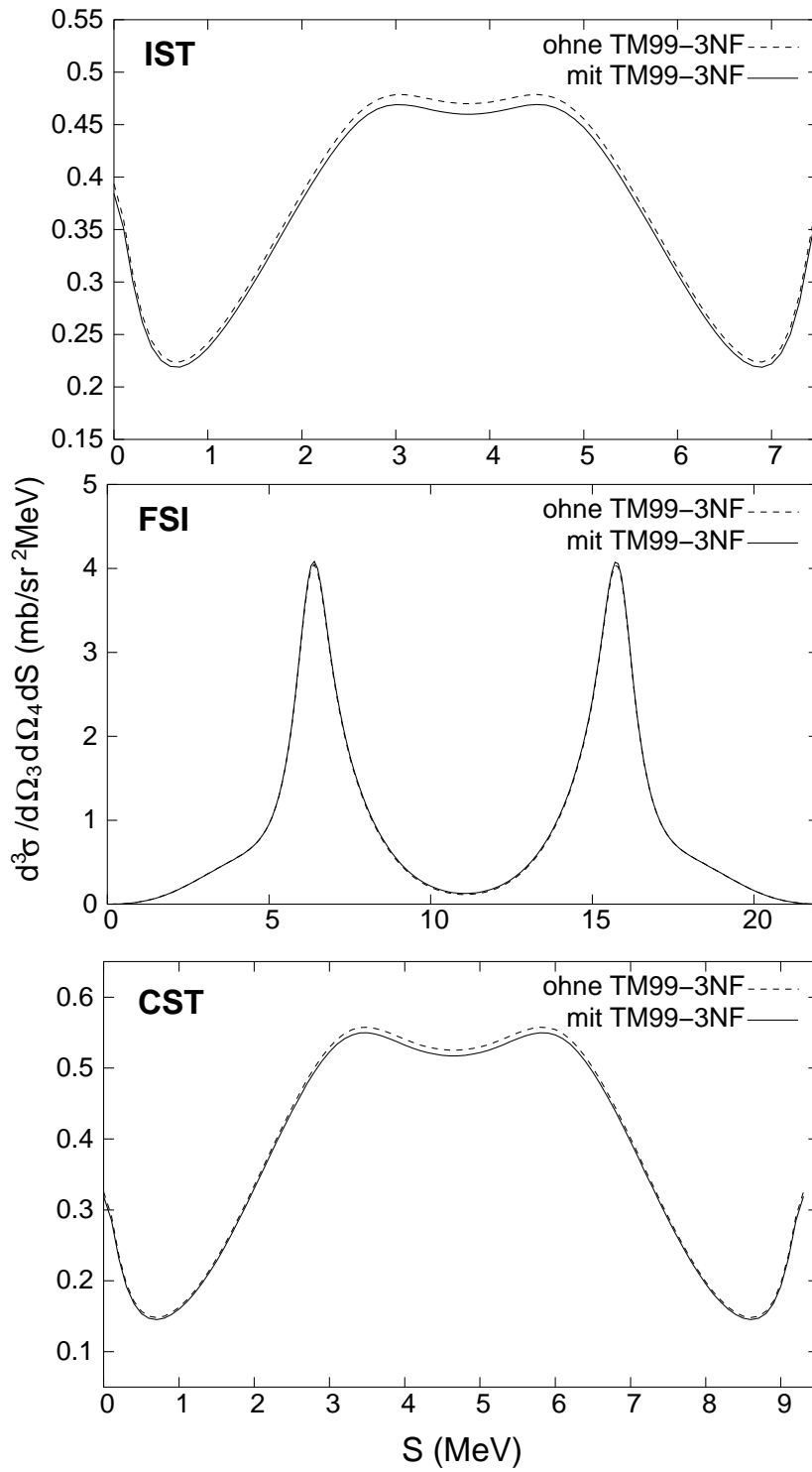


Abbildung 2.5: Die Wirkungsquerschnitte der drei untersuchten Konfigurationen; gerechnet mit CD-Bonn NN (mit und ohne Tucson-Melbourne-99 Dreikörperkraft (TM99-3NF) [Wit04]

indem im  $^1S_0$  Zustand nur die np-Kraft berücksichtigt wurde (unter Vernachlässigung der pp-Kraft) mit  $j_{max} = 5$ . Einmal wurde die  $2\pi$ -Austausch TM99-3NF mit eingeschlossen und einmal vernachlässigt, um den Einfluß der Dreikörperkraft auf die gemessenen kinematischen Konfigurationen zu untersuchen.

Abbildung 2.5 zeigt als Resultate dieser Faddeevrechnungen die Wirkungsquerschnitte  $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dS} (\frac{mb}{MeVsr^2})$  der drei untersuchten kinematischen Konfigurationen (Endzustandswechselwirkung (FSI), Coplanar (CST) und Intermediate Star (IST)), jeweils einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung TM99-3NF. Die Wirkungsquerschnitte sind gegen die S-Kurve als zweidimensionale Projektion auf die kinematische Kurve aufgetragen (s. Kap. 3.3 und 9.2).

Wie in der Abbildung zu sehen ist, ist der Einfluß der TM-Dreikörperkraft in allen drei Konfigurationen sehr gering. Daher und nach den Ergebnissen früherer Untersuchungen bei verschiedenen Energien, wird der Vergleich der experimentellen Daten am Ende dieser Arbeit mit einer vollständigen Rechnung ohne Dreikörperkraft durchgeführt.

## 3 Kinematik

Die Untersuchung des kinematisch vollständigen Dreiteilchen-Aufbruchs benötigt den Nachweis zweier koinzidenter Nukleonen (s. Kapitel 3.3), der unter beliebig vielen Winkelkombinationen erfolgen kann. Sowohl der experimentelle Aufbau als auch die spätere Datenanalyse einer Messung verlangen die Beschränkung der Betrachtung auf wenige geometrische Koinzidenzbedingungen. Die im folgenden erläuterten Konfigurationen wurden aus den in Kapitel 1 erläuterten Gründen ausgewählt. Alle Situationen zeichnen sich durch einfache geometrische Strukturen im Schwerpunktsystem aus.

### 3.1 Star-Konfigurationen

Bei Dreiteilchen-Aufbruchreaktionen werden, als eine Art ausgezeichnete kinematischer Konfigurationen, u.a. die Star-Konfigurationen definiert. Sie zeichnen sich dadurch aus, daß die Winkel zwischen den Vektoren der Ejektil-Impulse im Schwerpunktsystem in der Ebene, in der sie liegen, 120 Grad betragen (s. Abb. 3.1). Die Beträge der Vektoren sind identisch:

$$|\vec{p}_3| = |\vec{p}_4| = |\vec{p}_5|$$

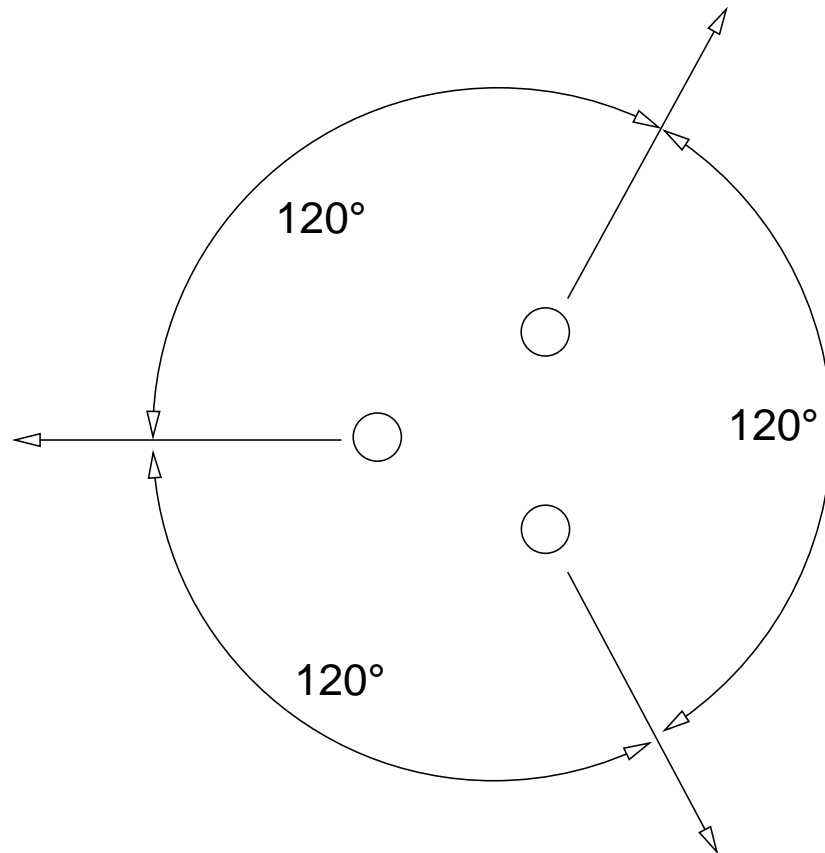


Abbildung 3.1: Die drei Ejektile der Aufbruch-Reaktion in der Star-Konfiguration

#### **Coplanar Star**

Beim Coplanar Star (CPS) liegen die Impulse des Projektils und des Targets in der aus den Impulsen der Ejektile gebildeten Ebene. Der in Abbildung 3.2 abgebildete Winkel  $\alpha$  ist dann gleich Null.

#### **Intermediate Star**

Zwischen den beiden extremen Formen der Star-Konfiguration mit  $\alpha=90^\circ$  (der hier nicht beschriebene Space-Star (SST)) und  $\alpha=0^\circ$  (CPS) sind un-

endlich viele Einstellungen von  $\alpha$  möglich. In dieser Arbeit ist als eine dieser Winkeleinstellungen die in der Neutronenmessung [Cro01] betrachtete ausgewählt und untersucht worden. Diese Situation soll in Anlehnung an die allgemein übliche Nomenklatur als Intermediate Star (IST) bezeichnet werden.

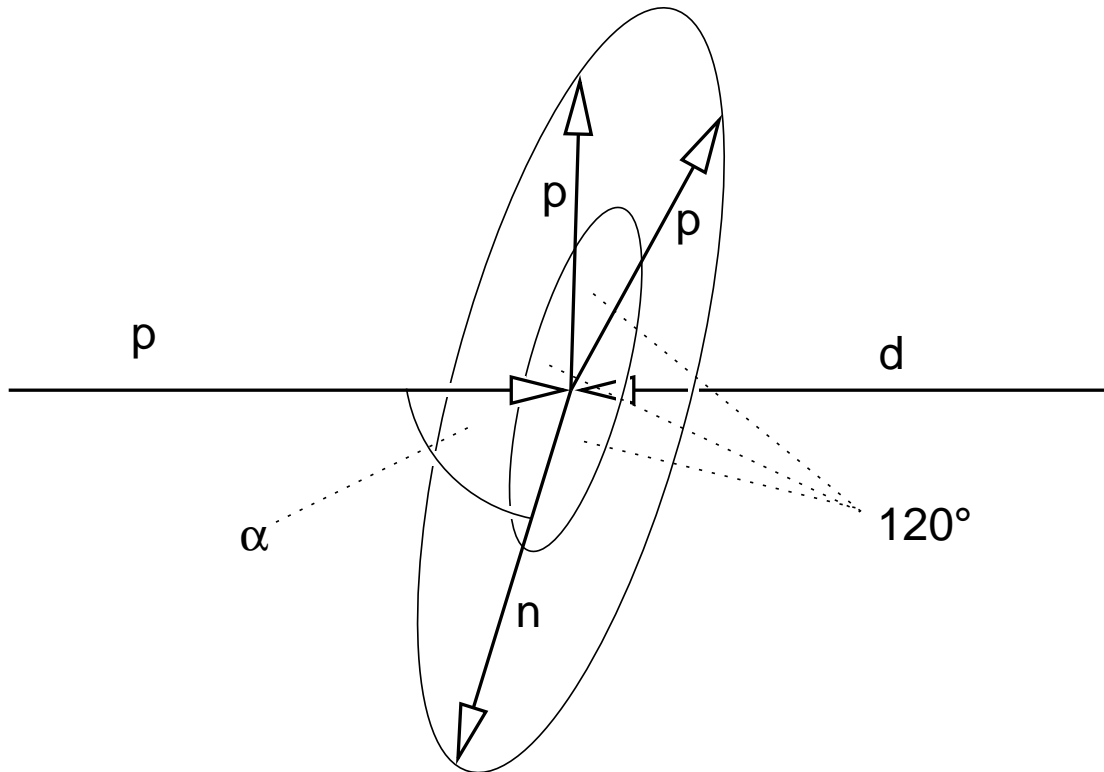


Abbildung 3.2: Impuls-Schema für verschiedene Star-Konfigurationen in Abhängigkeit vom Winkel  $\alpha$

## 3.2 Endzustandswechselwirkung

Als Final State Interaction (FSI) ist die Konfiguration definiert worden, die sich durch eine verschwindende Relativ-Energie zwischen zwei der Nukleonen auszeichnet. In der Abbildung 3.3 wird die in dieser Arbeit untersuchte np-FSI gezeigt. In diesem Fall ist der Impuls des dritten

Nukleons  $\vec{p}_3$  den beiden anderen Impulsen  $\vec{p}_4$ ,  $\vec{p}_5$  genau entgegengesetzt. Daraus ergibt sich für  $\vec{p}_3$ ,  $\vec{p}_4$  und  $\vec{p}_5$ :

$$\vec{p}_3 = -(\vec{p}_4 + \vec{p}_5)$$

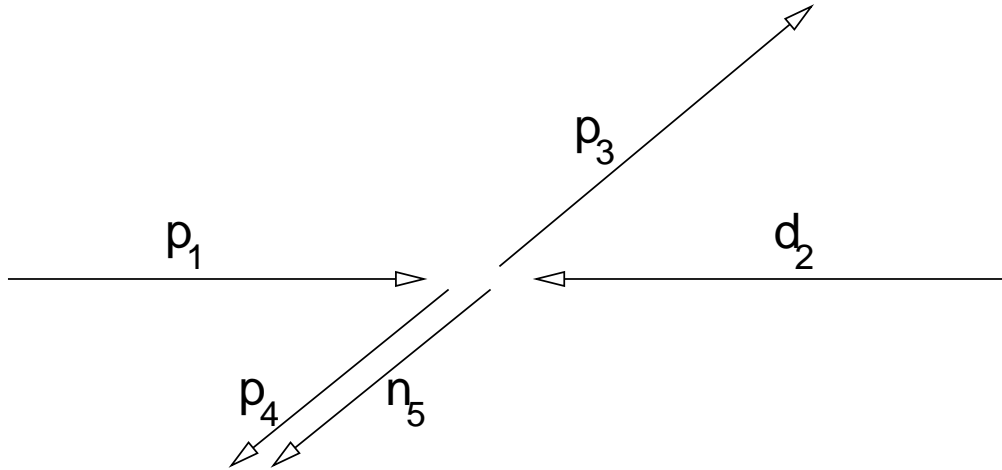


Abbildung 3.3: Impuls-Schema für die np-Endzustandswechselwirkung im Schwerpunktsystem

Die FSI-Situation unterscheidet sich von den Star-Konfigurationen - abgesehen von rein geometrischen Überlegungen - dadurch, daß sie das 3N-Problem auf interferierende Quasi-Zwei-Nukleonen-Prozesse reduziert. Die np-FSI besitzt darüber hinaus eine relative Unabhängigkeit von der Coulombwechselwirkung, wodurch ein direkter Vergleich mit der Neutronenmessung sinnvoll ist. Innerhalb der Aufbruchreaktionen stellt die FSI durch eine deutliche Anhebung des Wirkungsquerschnittes eine der dominantesten Konfigurationen dar. Das liegt daran, daß in erster Näherung ein Zweiteilchen-np-System vorliegt. Im Zweiteilchen-np-System ist der Wirkungsquerschnitt bei Energie nahe Null (hier durch die verschwindende Relativenergie) maximal.

Die in dieser Arbeit mit FSI bezeichnete Konfiguration ist allerdings nur eine *Fast*-FSI. Die Winkel, unter denen gemessen wurde, liegen leicht neben den eigentlichen FSI-Winkeln. Die kinematische Situation wurde aber

genauso gewählt wie in der analogen Neutronenmessung, um einen direkten Vergleich zu ermöglichen. Da die Winkel-Abweichungen, vor allem unter dem Gesichtspunkt großer Raumwinkel, sehr gering sind, soll die Situation im weiteren Verlauf der Arbeit nur mit FSI bezeichnet werden.

In Tabelle 3.1 sind die Winkel der drei gewählten Situationen aufgeführt. Alle Winkelangaben beziehen sich dabei auf das Laborsystem.  $\Theta$  und  $\Phi$  werden in Abbildung 3.4 in ihrer Abhängigkeit von der Strahlrichtung in der Streukammer erläutert.

	CPS	IST	FSI
$\Theta_3$	$71,2^\circ$	$68,6^\circ$	$51,5^\circ$
$\Theta_4$	$71,2^\circ$	$68,6^\circ$	$51,5^\circ$
$\Phi_3$	$0^\circ$	$15^\circ$	$0^\circ$
$\Phi_4$	$180^\circ$	$165^\circ$	$180^\circ$

Tabelle 3.1: Detektorpositionen

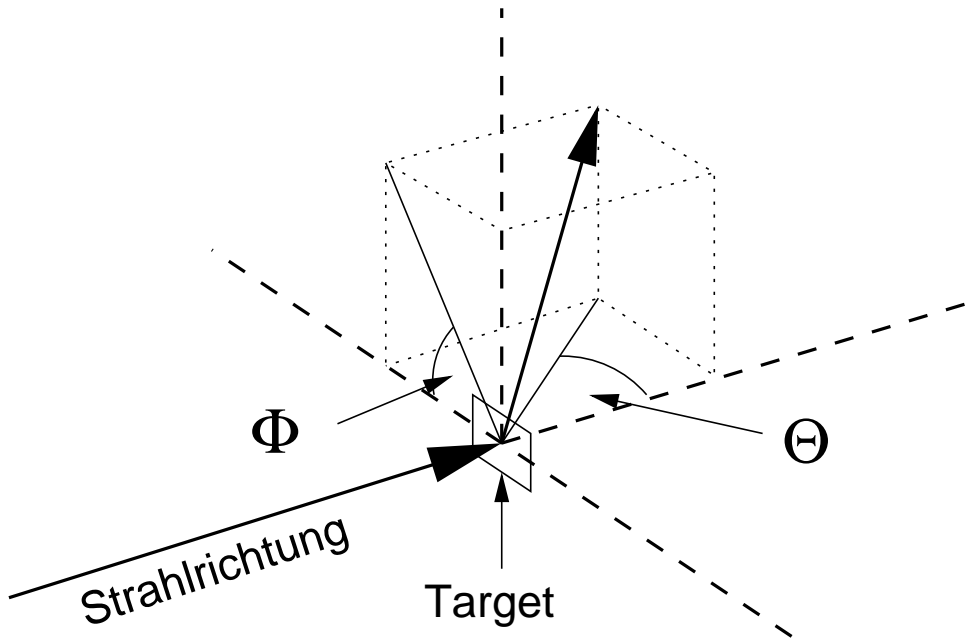


Abbildung 3.4: Erläuterungen zu den Winkelangaben im Laborsystem

### 3.3 Kinematische Kurven

Im Endzustand des protoneninduzierten Deuteronenaufbruchs liegen drei freie Nukleonen vor. Diese sollen im folgenden, wie bereits im vorhergehenden Abschnitt, mit den Indizes 3, 4 und 5, das Deuteron mit 2 und das Projektil-Proton mit 1 bezeichnet werden:

$$p_1 + d_2 \rightarrow p_3 + p_4 + n_5$$

Energie- und Impulserhaltung beschreiben das nichtrelativistische System vollständig:

$$\begin{aligned} E_1 + E_2 &= E_3 + E_4 + E_5 \\ \vec{p}_1 + \vec{p}_2 &= \vec{p}_3 + \vec{p}_4 + \vec{p}_5 \end{aligned}$$

Die Vollständigkeit des Systems ist gegeben durch die Kenntnis der drei Impulse der Nukleonen des Ausgangskanals ( $\vec{p}_3, \vec{p}_4$  und  $\vec{p}_5 \triangleq 9$  Variablen). Unter Berücksichtigung der bekannten Impulse  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_2$  (durch die bekannte Projektilenergie  $E_p = E_1$  und Targetenergie  $E_T = 0 = E_2$ , sowie die Strahl- und Targetposition) erhält man durch Energie- und Impulserhaltung vier Bedingungen, die die freien Variablen von neun auf fünf reduziert.

Aus der koinzidenten Messung von den zwei Energien  $E_3$  und  $E_4$  unter festen Winkeln  $(\theta_3, \Phi_3)$  und  $(\theta_4, \Phi_4)$  werden mit den Impulsen  $\vec{p}_3$  und  $\vec{p}_4$  weitere sechs Parameter bestimmt.

Daraus folgt eine einfache Überbestimmtheit des Systems, die die kinematische Vollständigkeit der Messung ermöglicht. Werden die Randbedingungen in den Impuls- und den Energieerhaltungssatz eingesetzt, dann führt dies zu einer Gleichung zweiten Grades.

Die Lösungen dieser Gleichung liegen im Impulsraum  $(p_3, p_4)$  auf einer Ellipse. In der Darstellung im Energieraum  $(E_3, E_4)$  liegen alle Aufbruchereignisse auf einer Kurve in der Ebene, der kinematischen Kurve. Die realen Ereignisse streuen um diese Kurve und müssen auf sie projiziert



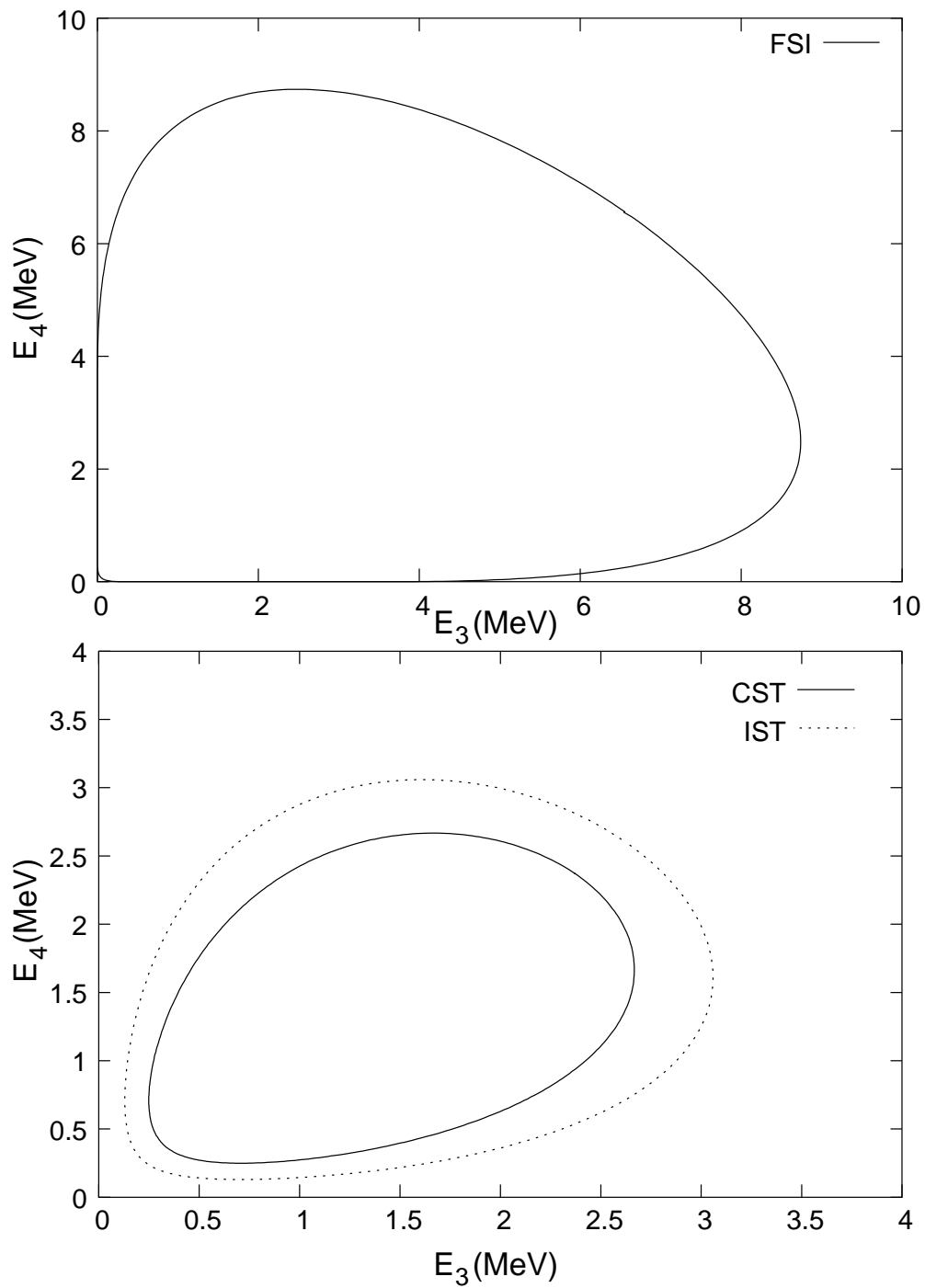


Abbildung 3.5: Die kinematischen Kurven der Endzustandswechselwirkung (oben) und der zwei untersuchten Star-Konfigurationen (unten)

werden. Die Informationen über die Dynamik des Deuteronenaufbruchs liegen in der Intensitätsverteilung der Aufbruchereignisse auf der kinematischen Kurve.

Abbildung 3.5 zeigt die berechneten kinematischen Kurven für die drei untersuchten Konfigurationen. Die Kurven der beiden Star-Konfigurationen liegen vollständig in der  $(E_3, E_4)$ -Ebene, die Kurve der FSI hingegen liegt zum Teil auf der  $E_3$ - bzw.  $E_4$ -Achse. Dadurch wird eine unterschiedliche Parametrisierung der Kurven notwendig (s. Kapitel 9.2). Eine detailliertere Diskussion der Eigenschaften der kinematischen Kurve findet sich in [Ohl65].

# 4 Wirkungsquerschnitt

## Theoretische Erläuterungen

Die theoretische Beschreibung der Dynamik der p-d-Aufbruchreaktion geschieht durch die Berechnung von Observablen wie dem differentiellen Wirkungsquerschnitts und von Polarisationsvariablen. Man definiert den Wirkungsquerschnitt als die Anzahl Teilchen einer bestimmten Teilchensorte aus einer bestimmten Reaktion, die pro Targetatom und Zeit in das Raumwinkelement  $d\Omega$  gestreut werden, dividiert durch die einlaufende Stromdichte. Mit den in Kapitel 3 eingeführten Indizes 3, 4 und 5 lautet der differentielle Wirkungsquerschnitt mit drei freien Teilchen im Endzustand ( $\hbar = 1$ ) nach [Gol64]:

$$\Delta\sigma = \sum_{\beta_3, \beta_4, \beta_5} \int d\vec{k}_3 d\vec{k}_4 d\vec{k}_5 \frac{(2\pi)^4}{v_{12}} \delta(E_b - E_a) \delta^3(\vec{P}_b - \vec{P}_a) |T_{ab}|$$

Hier ist  $v_{12}$  die Relativgeschwindigkeit und  $T_{ab}$  sind die Übergangsmatrixelemente, wobei  $a = (i, \alpha)$  und  $b = (f, \beta)$  die Eingangs- bzw. Ausgangskanäle mit allen inneren Quantenzahlen  $\alpha$  und  $\beta$  sind. Für die Energien

und die Impulse im Laborsystem gilt:

$$\begin{aligned} E_a &= E_i = E_1 + Q \\ E_b &= E_f = E_3 + E_4 + E_5 \\ \vec{P}_a &= \vec{P}_i = \vec{k}_1 \\ \vec{P}_b &= \vec{P}_f = \vec{k}_3 + \vec{k}_4 + \vec{k}_5 \end{aligned}$$

Die Deltafunktionen sorgen dafür, daß nur solche Elemente der Übergangsmatrix für den Wirkungsquerschnitt berücksichtigt werden, die den Energie- und den Impulserhaltungssatz nicht verletzen. Bei hinreichend kleinen Summations- bzw. Integrationsgrenzen kann  $\Delta\sigma = d\sigma$  gesetzt werden. Im beschriebenen Fall haben alle inneren Quantenzahlen des Eingangskanals einen festen Wert. Über alle nicht beobachteten Impulse des Ausgangskanals muß integriert werden. Daraus folgt in diesem Fall eine Integration über  $\vec{k}_5$ . Mit

$$\begin{aligned} d\vec{k} &= k^2 dk d\Omega_{\vec{k}} \\ E &= \frac{k^2}{2m} \\ dk &= \frac{m}{k} dE \end{aligned}$$

ergibt sich das Differential zu:

$$\begin{aligned} d\sigma = \sum_{\beta_3, \beta_4, \beta_5} \int dE_3 dE_4 d\Omega_3 d\Omega_4 \delta(E_3 + E_4 + E_{5, |\vec{k}_1 - \vec{k}_3 - \vec{k}_4|} - E_1 - Q) \\ \cdot m_3 m_4 k_3 k_4 \frac{(2\pi)^4}{v_{12}} |T_{ab}| \end{aligned}$$

Um über die verbleibende  $\delta$ -Funktion zu integrieren, differenziert man das Argument nach  $E_4$  und erhält so den Phasenraumfaktor, der den kinematisch bedingten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt beschreibt:

$$\rho(E_3) = \frac{m_3 m_4 k_3 k_4}{|1 + \frac{m_4}{m_5} (1 + (\vec{k}_3 - \vec{k}_1) \frac{\vec{k}_4}{k_4^2})|}$$

---

Daraus ergibt sich der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dE_3} = \frac{(2\pi)^4}{v_{12}} \rho(E_3) \sum_{\beta_3, \beta_4, \beta_5} |T_{ab}|^2$$

Wird mit unpolarisierten Teilchen gemessen, sind alle Spinrichtungen gleichverteilt. Dann muß noch über alle  $(2S_1 + 1)(2S_2 + 1)$  Spinzustände gemittelt werden.

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dE_3} = \frac{(2\pi)^4}{v_{12}} \rho(E_3) \frac{1}{(2S_1 + 1)(2S_2 + 1)} \sum_{\mu_i=1}^5 |T_{\mu_i}|^2$$

Die Variablen  $\mu_i$  bezeichnen hier die magnetischen Unterzustände. Durch Einführung des Dichteoperators  $\rho_{in}$  des Eingangskanals

$$\rho_{in} = \frac{1}{(2S_1 + 1)(2S_2 + 1)} 1 \otimes 1$$

folgt für den Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_3 d\Omega_4 dE_3} = \frac{(2\pi)^4}{v_{12}} \rho(E_3) Sp(T \rho_{in} T^\dagger)$$

Damit der Phasenraumfaktor nicht unendlich wird, wenn durch bestimmte Werte von  $\vec{k}_3$  und  $\vec{k}_4$  der Nenner verschwindet, wird er bzgl. der Bogenlänge  $S$  der kinematischen Kurve parametrisiert.

$$dS = \sqrt{(dE_3)^2 + (dE_4)^2} = \sqrt{1 + \frac{(dE_4)^2}{(dE_3)^2}} dE_3$$

Weiter ergibt sich:

$$\rho_S(E_3, E_4) = \rho(E_3) \frac{dE_3}{dS} = \frac{\rho(E_3)}{\sqrt{1 + \frac{(dE_4)^2}{(dE_3)^2}}}$$

Daraus folgt für den Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^3\sigma}{dS d\Omega_3 d\Omega_4} = \frac{(2\pi)^4}{v_{12}} \rho_S(E_3, E_4) Sp(T \rho_{in} T^\dagger)$$

## Experimentelle Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

Bei der experimentellen Bestimmung des Wirkungsquerschnitts muß vor allen Dingen die endliche räumliche Ausdehnung der Detektorblenden berücksichtigt werden, da in einer realen Messung keine Punktgeometrie realisiert werden kann. Gemessen werden aufgrund der endlichen Raumwinkel nicht die Ereignisse einer kinematischen Kurve sondern von beliebig vielen Kurven (in Abhängigkeit von den Raumwinkeln  $\Delta\Omega_3$  und  $\Delta\Omega_4$ ). Diese Kurven verteilen sich um eine *mittlere* Kurve, die auf den Rechnungen zur Punktgeometrie basiert.

Für die Normierung der gemessenen Aufbruchzählrate  $\dot{N}_{34}$  werden Protonenstrom und Targetflächendichte sowie das mittlere Bogenelement  $\Delta S_\mu$  von der Parametrisierung der S-Kurve benötigt. Für den experimentellen Aufbruchwirkungsquerschnitt gilt dann:

$$\dot{N}_{34} = \frac{d\sigma^{exp}}{d\Omega}(\vartheta) \cdot \Delta\Omega_3 \cdot \Delta\Omega_4 \cdot \Delta S_\mu \cdot \dot{n}_p \cdot n_F^d \quad (4.1)$$

mit:  $\Delta\Omega_3 \hat{=}$  Raumwinkel des Zählers unter  $\vartheta_3$  ( $msr$ )

$\Delta\Omega_4 \hat{=}$  Raumwinkel des Zählers unter  $\vartheta_4$  ( $msr$ )

$\dot{n}_p \hat{=}$  Protonenstrom ( $s^{-1}$ )

$n_F^d \hat{=}$  Targetflächendichte ( $\frac{\mu g}{cm^2}$ )

$\Delta S_\mu \hat{=}$  mittleres Bogenelement der S-Kurve ( $MeV$ )

Aus Gleichung 4.1 folgt:

$$\dot{N}_{34} = \frac{dN_{34}}{dt} = \frac{d\sigma^{exp}}{d\Omega}(\vartheta) \cdot \Delta\Omega_3 \cdot \Delta\Omega_4 \cdot \Delta S_\mu \cdot \dot{n}_p \cdot n_F^d$$

---


$$\Rightarrow \frac{d\sigma^{exp}}{d\Omega}(\vartheta) = \frac{N_{34}}{\Delta\Omega_3 \cdot \Delta\Omega_4 \cdot \Delta S_\mu \cdot \int_0^t \dot{n}_p \cdot n_F^d dt} \quad (4.2)$$

Der Faktor  $\dot{n}_p n_F^d$  wird mit

$$\dot{N}_{Mon} = \dot{n}_p \cdot n_F^d \cdot \Delta\Omega_{Mon} \cdot \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mon}^{lab} \quad (4.3)$$

durch die Monitorreaktion  ${}^2H(p,p){}^2H$  bestimmt. Dabei ist

$\Delta\Omega_{Mon}$  = Raumwinkel des Monitor-Zählers

$N_{Mon}$  = Peakinhalt  ${}^2H(p,p){}^2H$  (Untergrund korrigiert)

$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mon}^{lab}$  = Wirkungsquerschnitt von  ${}^2H(p,p){}^2H$

Aus Gleichung 4.3 folgt:

$$\begin{aligned} \dot{N}_{Mon} &= \frac{dN_{Mon}}{dt} = \dot{n}_p \cdot n_F^d \cdot \Delta\Omega_{Mon} \cdot \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mon}^{lab} \\ \Rightarrow \int_0^t \dot{n}_p n_F^d dt &= \frac{N_{Mon}}{\Delta\Omega_{Mon} \cdot \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mon}^{lab}} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Zur Bestimmung von Protonenstrom  $\dot{n}_p$  und Targetflächendichte  $n_F^d$  wird daher, mit bekanntem Wirkungsquerschnitt  $\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mon}^{lab}$  der Reaktion  ${}^2H(p,p){}^2H$ ,  $N_{Mon}$  bestimmt. Dazu wird parallel zur eigentlichen Aufbruchreaktion, unabhängig von den Messungen der Koinzidenzdetektoren, die Monitorreaktion mit zusätzlichen Zählern gemessen. Aus der zugehörigen Meßgeometrie ergibt sich dann der Raumwinkel  $\Delta\Omega_{Mon}$ . Schließlich ergibt dann die Einsetzung von Gleichung 4.4 in Gleichung 4.2 den experimentellen differentiellen Aufbruchwirkungsquerschnitt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{exp}(\vartheta) = \frac{N_{34}}{\Delta\Omega_3 \cdot \Delta\Omega_4 \cdot \Delta S_\mu} \cdot \frac{\Delta\Omega_{Mon}}{N_{Mon}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{lab}_{Mon} \quad (4.5)$$

Die Raumwinkelöffnungen  $\Delta\Omega_3$  und  $\Delta\Omega_4$  werden wie  $\Delta\Omega_{Mon}$  durch den Abstand Target-Blende und die genaue Blendenöffnung berechnet. Auf die Maße der Blendenöffnungen und die damit berechneten Raumwinkel wird im folgenden noch genauer eingegangen (s. Kapitel 5.3).  $N_{34}$  wird in Abhängigkeit von  $\Delta S_\mu$  durch Integration der S-Kurve bestimmt (s. Kapitel 9.2)



**Teil II**

# **Experiment**



# 5 Aufbau

## 5.1 Tandem-Beschleuniger

Die Messungen wurden am Kölner Tandem-Van de Graaff-Beschleuniger vorgenommen. Der Beschleuniger nutzt das Prinzip des von Van de Graaff entwickelten Bandgenerators [Gra33]. Der Generator des Kölner Beschleunigers erreicht in dem mit  $SF_6$  gefüllten Hochdrucktank Spannungen von bis zu 10 MV. Diese positive Spannung liegt in der Mitte der Beschleunigungsstrecke am sogenannten Terminal an. Vor und hinter dem Terminal befinden sich zwei elektrostatische Beschleunigungsstrecken unterschiedlicher Polarität. Die negativen Ionen werden von der Sputter-Quelle aus in die Beschleunigungsröhre eingeschossen. Im Terminal in der Mitte des Beschleunigers streifen diese im “Stripper” (einer dünnen Folie) Elektronen ab und werden dann mit entgegengesetzter Polarität weiter beschleunigt.

Einfach geladene Ionen, wie in dieser Messung, werden auf diese Art auf Energien von bis zu 20 MeV beschleunigt.

Nach der Beschleunigung wird über einen  $90^\circ$ -Analysiermagneten die Energie der Ionen mit hoher Genauigkeit ( $\approx 3$  keV Energieunschärfe) bestimmt, bevor diese dann über verschiedene Quadrupolmagnete zu den einzelnen Experimentaufbauten in die Experimentierhalle fokussiert werden. Im ganzen Beschleunigersystem wird während des Betriebs ein Hochvakuum von wenigen  $10^{-5}$  mbar bis zu einigen  $10^{-7}$  mbar aufrecht erhalten.

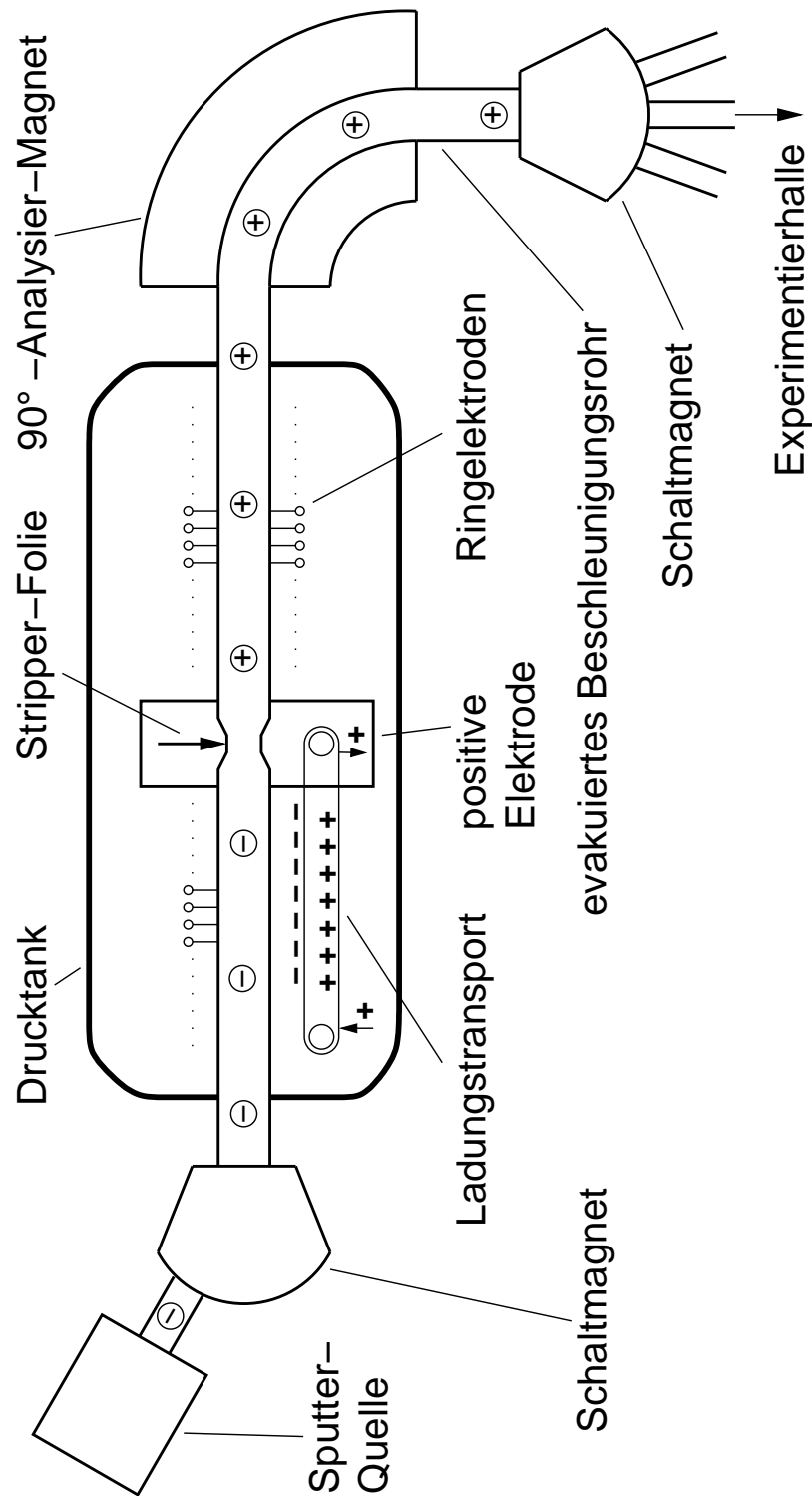


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau des Beschleunigungssystems. In der Mitte der mit  $SF_6$  gefüllte Drucktank einschließlich des für den Ladungstransport zuständigen Bandes des Van de Graaff-Generators

## 5.2 Streukammer

Der Experimentaufbau befindet sich in einer Ortec-2800 Streukammer (s. Abb. 5.2). Über eine Vakuumdurchführung wurde ein fernsteuerbarer Targetarm verwendet. Der Targethalter kann drei rotierende Targets aufnehmen, um nötige Targetwechsel während der Messung ohne Belüftung der Kammer vornehmen zu können. An der Spitze des Targetarms befindet sich außerdem ein Loch-Quarz, der mit Hilfe einer Videokamera die Kontrolle der Lage des Strahls am Ort des Targets ermöglicht.

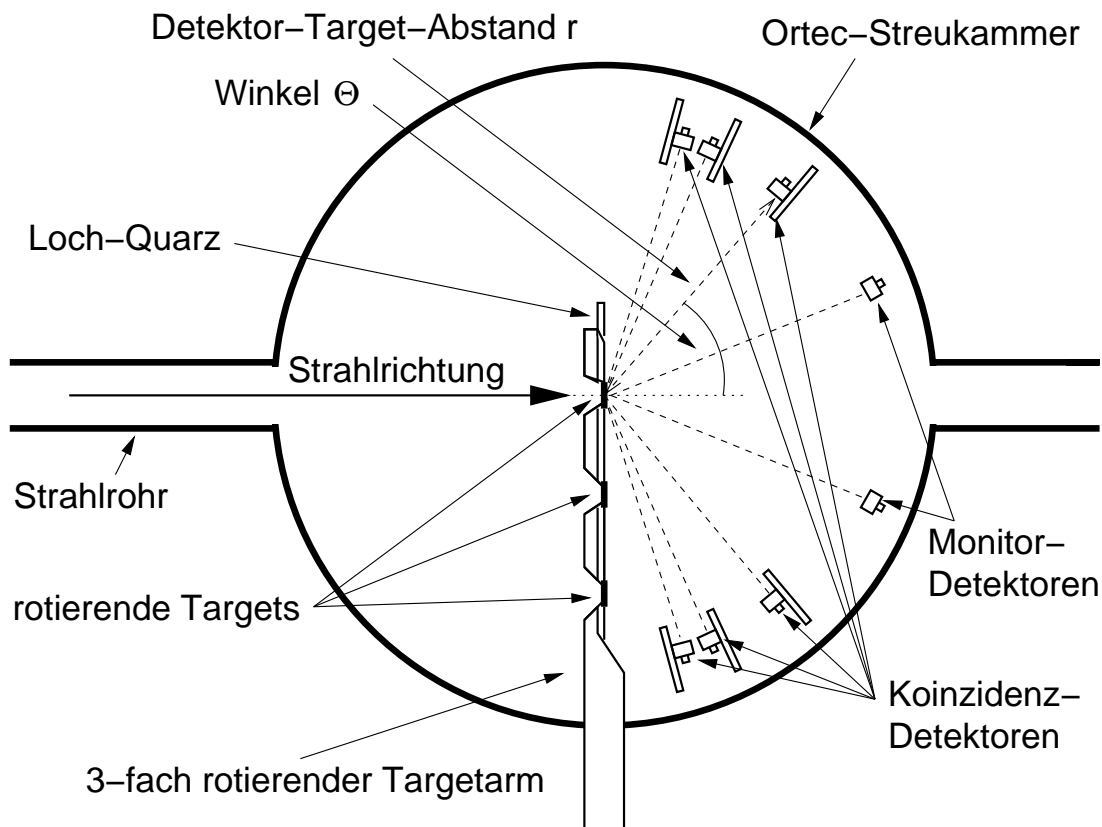


Abbildung 5.2: Aufbau in der Streukammer

Die Targets rotieren mit  $\approx 700$  Umdr./min. Für die Messungen wurden Feststofftargets aus deuteriertem Polyethylen,  $CD_2$ , benutzt, deren Deuteriumanteil im Strahl rasch abnimmt. Durch die Rotation kann ein

größerer Bereich des Targets für die Reaktion genutzt und seine lokale Erwärmung reduziert werden. Die Position des Targets kann durch den fahrbaren Arm verändert werden, um auf verschiedenen Kreisbahnen möglichst die gesamte Fläche des Targets auszunutzen. Diese Punkte reduzieren die Deuteriumabnahme pro Zeit und Fläche deutlich und verhindern eine rasche mechanische Zerstörung der Targetfolie. Die Lebensdauer der Targets wird dadurch ca. um einen Faktor 10 erhöht.

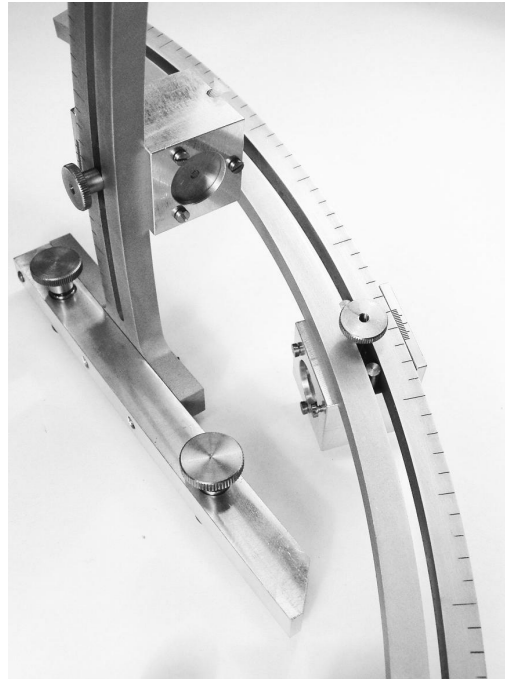


Abbildung 5.3: Experiment-Aufbau in der Streukammer mit Detektorhalterungen und dem 3-fach rotierenden Targetarm

Die  $CD_2$ -Targets werden in Sandwichbauweise hergestellt. Die Targetfolie wird von beiden Seiten mit einem Kohlenstoffbacking versehen. Dadurch wird die thermische Stabilität verbessert. Die in diesen Messungen be-



(a) Detektorhalterung mit Nonius zur präzisen Einstellung des  $\Phi$ -Winkels



(b) gebogene Schienen zur Positionierung der Zähler unter  $\Phi$ -Winkeln von  $0^\circ$  bis  $45^\circ$

Abbildung 5.4: Detektorhalterungen auf gebogenen Schienen

nutzten Targets hatten eine Dicke von  $600 - 800 \frac{\mu g}{cm^2}$  und waren vorn und hinten jeweils mit einem Kohlenstoffbacking von  $30 - 40 \frac{\mu g}{cm^2}$  versehen.

Die Detektoren werden mit Halterungen auf gebogenen Schienen befestigt (s. Abb. 5.3 und Abb. 5.4(b)), durch die die Zähler in der Ebene ( $\Theta$ -Winkel), ebenso wie unter Winkeln von bis zu  $45^\circ$  aus der Ebene heraus ( $\Phi$ -Winkel), positioniert werden können (s. Abb. 3.4). Ein Nonius an den beweglichen Halterungen (s. Abb. 5.4(a)) erlaubt bei der Einstellung des  $\Phi$ -Winkels eine Genauigkeit von  $0,1^\circ$ .

Die  $\Theta$ -Winkel konnten durch die Hilfe eines Lasers mit einer Genauigkeit

von  $\pm 0,1^\circ$  eingestellt werden. Die  $\Phi$ -Winkel konnten mit Hilfe einer Skala auf den Schienen und einem Nonius auf der Detektorhalterung ebenfalls auf  $\pm 0,1^\circ$  bestimmt werden.

### 5.3 Detektoren

Die wichtigsten Anforderungen an die Detektoren sind zum einen der vollständige Nachweis der bis zu 9 MeV schnellen Protonen aus den Aufbruchreaktionen und möglichst auch die vollständige Detektion der bis zu 16 MeV schnellen Protonen aus der elastischen Streuung, um mit ihnen eine bestmögliche Energieeichung durchführen zu können (s. Kap. 7). Zum anderen ist die nahezu vollständige Nachweiswahrscheinlichkeit aller zu detektierenden Teilchen nötig. Die Energie-Auflösung spielt bei der Auswahl eine eher untergeordnete Rolle, da die Energie-Auflösung aller auf dem Markt erhältlichen Silizium-Halbleiterdetektoren unter 50 keV liegt und das bei dieser Messung ausreichend ist, um alle auftretenden Peaks voneinander und vom Untergrund problemlos trennen zu können. Die Oberfläche der Zähler darf



Abbildung 5.5: Silizium-Oberflächen-sperrschicht-Detektoren LEC-2000-100 der Firma Eurisys, wie in der Messung verwendet



nicht zu groß sein, damit alle gewünschten Geometrien umgesetzt werden können, ohne daß die Außenmaße der Detektoren räumliche Probleme beim Aufstellen in der Streukammer verursachen.

Protonen mit Energien von bis zu 9 MeV haben im Silizium eine Reichweite von  $\approx 590 \mu\text{m}$ , Protonen mit Energien bis zu 16 MeV werden im Zähler nach  $\approx 1600 \mu\text{m}$  gestoppt. Unter Berücksichtigung der genannten Bedingungen wurden Oberflächen-Sperrschicht-Zähler mit einer Dicke von  $2000 \mu\text{m}$  und einer Oberfläche von  $100 \text{ mm}^2$  (s. Abb. 5.5) gewählt. Die Zähler lieferten im Bereich von  $\approx 2 - 20 \text{ MeV}$  alle eine Energie-Auflösung von 30-35 keV, die sich im Laufe der Messungen um bis zu 50% verschlechterte, was vor allem auf Neutronenschäden zurückzuführen ist, die durch diese und eine weitere mit denselben Zählern durchgeführte Messung ( $^1\text{H}(\vec{d}, \text{pp})\text{n}$  [Ley04]) verursacht worden sind. Die Auflösung lag jedoch zu jeder Zeit im Hinblick auf die genannten Faktoren im tolerierbaren Bereich.

Vor jedem der Detektoren befand sich eine Blende, um den dem Zähler zugeordneten Raumwinkel exakt zu definieren. Der Durchmesser aller Blendenöffnungen vor den Koinzidenz-Zählern betrug 8 mm, die Öffnungen vor den Monitor-Detektoren waren 2,5 mm groß. Die Blendenöffnungen wurden nach DIN ISO 286-2 in H7 gebohrt. Das entspricht bei den kleineren 2,5 mm-Blenden einer maximalen Abweichung von  $10 \mu\text{m}$  ( $\cong 0,4\%$ ) und bei den 8 mm-Öffnungen einer maximalen Abweichung



Abbildung 5.6: Messing-Blenden (2 mm bzw. 8 mm Durchmesser der Blendenöffnung)

von maximal  $15\ \mu\text{m}$  ( $\hat{=}$  ca. 0,19%).

Es handelte sich bei allen verwendeten Blenden um kreisrunde, 2 mm starke Messing-Lochblenden (s. Abb. 5.6). Das 2 mm starke Messing ist mehr als doppelt so dick wie die Dicke, die man benötigt, um 16 MeV Protonen zu stoppen.

Mit den erwähnten Blendenöffnungen der Koinzidenz- bzw. Monitor-Zähler ergaben sich Raumwinkel  $\Delta\Omega_{3/4/mon}$  von:

$$\begin{aligned}\Delta\Omega_{3/4} &= 0,67\ msr\ (\pm 0,52\%) \\ \Delta\Omega_{mon} &= 0,08\ msr\ (\pm 0,89\%)\end{aligned}$$

Bei der Wahl des Raumwinkels wurden zwei Aspekte berücksichtigt. Zum einen soll, aufgrund von Überlegungen bezüglich der Statistik, die Koinzidenzzählrate möglichst maximiert werden, was eine größtmögliche Blendenöffnung erfordert, zum anderen soll eine zu große Winkelverschmierung verhindert werden. Der bei dieser Messung genutzte Raumwinkel ist ein in einer Testmessung empirisch bestimmter Wert, der sich als Kompromiß zwischen den beiden oben angeführten Aspekten ergibt.

## 6 Analysator

Im Bereich der Kernphysik ist schon seit langer Zeit, vor allem wegen der großen Datenmengen, keine manuelle Datenaufnahme mehr möglich. Aus diesem Grund gehören große Analysatorsysteme zum täglichen Brot des experimentellen Kernphysikers. Im Sommer 1998 wurde im Institut für Kernphysik damit begonnen, ein neues Analysatorsystem zu planen und zu bauen [Kth01]. Zwei der Hauptgründe für ein zweites großes Analysatorsystem neben dem bereits bestehenden ([Tie99] [Fit98]) waren zum einen die Möglichkeit, zwei Meßgruppen unabhängig voneinander messen lassen zu können, und zum anderen eine wesentlich größere Flexibilität im Bereich der Koinzidenzelektronik.

Das System wurde für die Messungen dieser Arbeit zum ersten Mal vollständig eingesetzt. Dazu mußten im Rahmen der Experimentvorbereitungen noch einige Änderungen am Analysator vorgenommen werden. Aus diesem Grund soll in diesem Abschnitt intensiver auf die Meßelektronik eingegangen werden.

Der Analysator besteht aus einem Koinzidenz- und Listmodeteil, der hauptsächlich auf Acht- und 16fach-Modulen basiert (siehe Abschnitt 6.2 - 6.4) und einem zweiten für Singles-Messungen gedachten Teil (siehe Abschnitt 6.6), der aus fünf Zweifach-Vielkanalanalysatoren (DCADC) [Pas98] aufgebaut ist.

Der Koinzidenz- und Listmodeteil des neuen Systems kann im wesentlichen in drei funktionelle Gruppen gegliedert werden:

- Energiezweig
- Zeitzweig
- Eventerkennung

Abbildung 6.1 zeigt den Aufbau des Analysators sehr vereinfacht, um die wichtigsten Bestandteile und die Gliederung des Systems zu veranschaulichen. Die einzelnen Zweige werden im folgenden im Detail noch genauer abgebildet und erläutert.

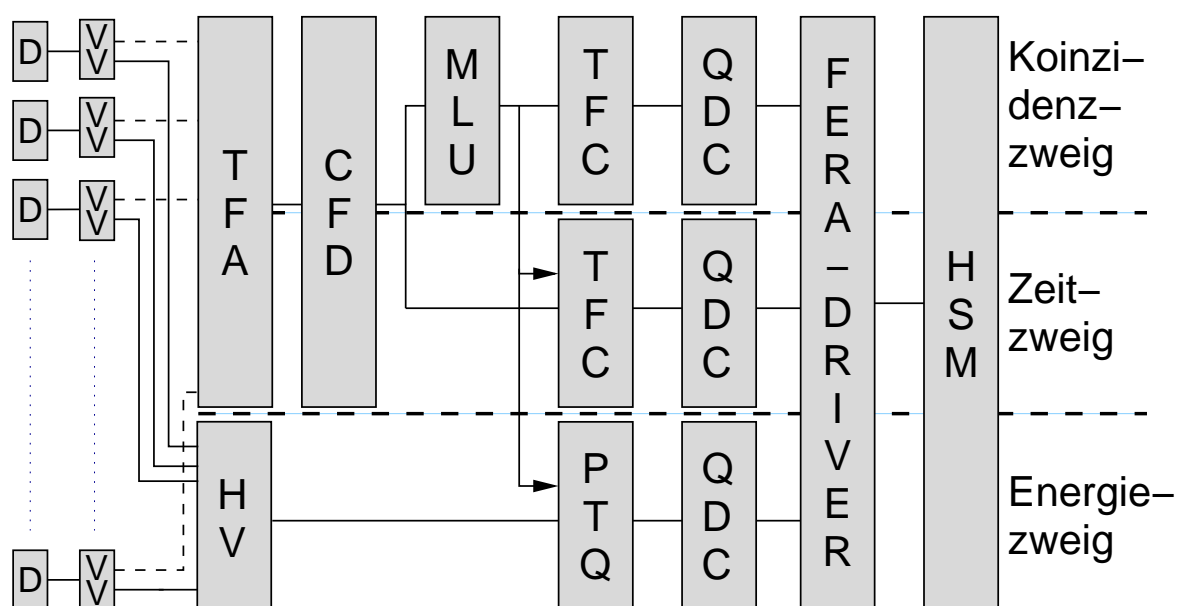


Abbildung 6.1: Schematische Abbildung der Gliederung des neuen Koinzidenz-Analysators

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Änderungen und Neuerungen am System bezüglich des ursprünglichen Aufbaus [Kth01] betreffen vor allen Dingen den Zeitzweig und die Inbetriebnahme der neuen Vielkanalanalysatoren. Während der Zeitzweig fast vollständig neu aufgebaut wurde, blieb der Energiezweig nahezu unangetastet. Die drei Zweige des Analysatorsystems sollen im folgenden genauer betrachtet werden. Zum besseren Verständnis der Meßelektronik muß jedoch vorher die am IKP gewählte Form des Listmode näher erläutert werden.

## 6.1 Listmode

Jeder der in den folgenden Abschnitten beschriebenen Analysatorzweige endet in einem 16fach Charge-to-Digital-Converter (QDC) [Lec98]. Diese QDCs schreiben über den Fera-Bus ihre Daten in das High-Speed-Memory (HSM). Die QDCs schreiben bei jeder erkannten Koinzidenz erst ein Statuswort und dann 1 bis 16 Datenwörter - abhängig von der Anzahl der an den 16 Kanälen anliegenden Daten (s. Abb.6.2). Sowohl die Status- als auch die Datenwörter haben eine Breite von 16 Bit. Unterschieden werden die Listmode-Wörter durch ihr höchstwertiges Bit. Eine Eins steht dort für ein Statuswort, eine Null charakterisiert ein Datenwort.

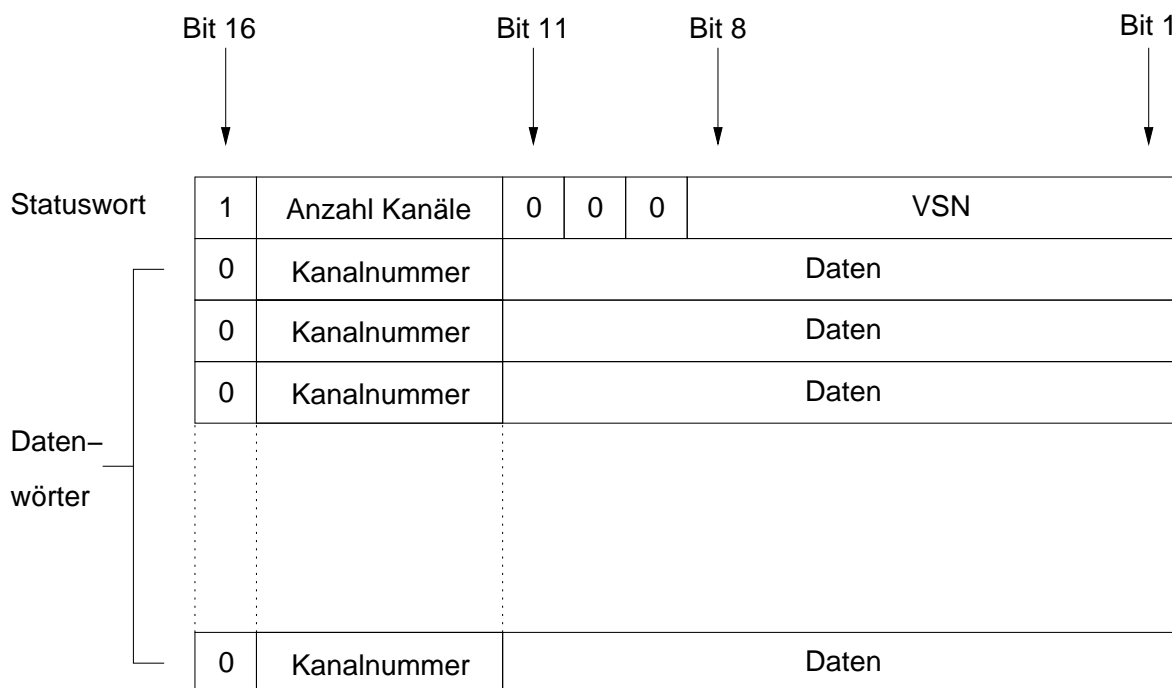


Abbildung 6.2: Schematische Abbildung des 16 Bit-Listmode

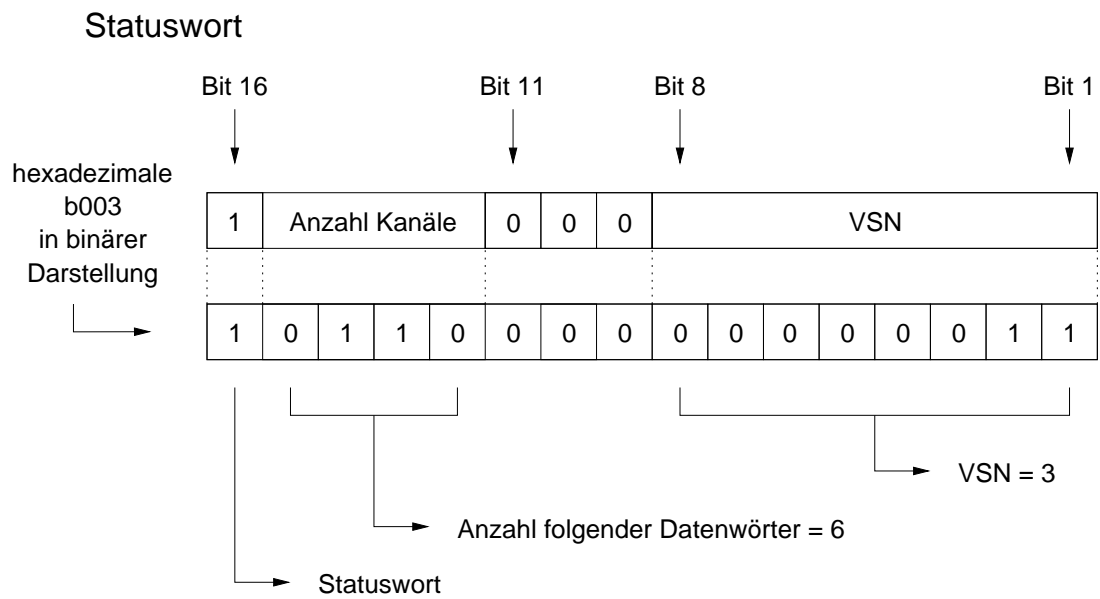


Abbildung 6.3: Aufbau eines 16 Bit Statusworts

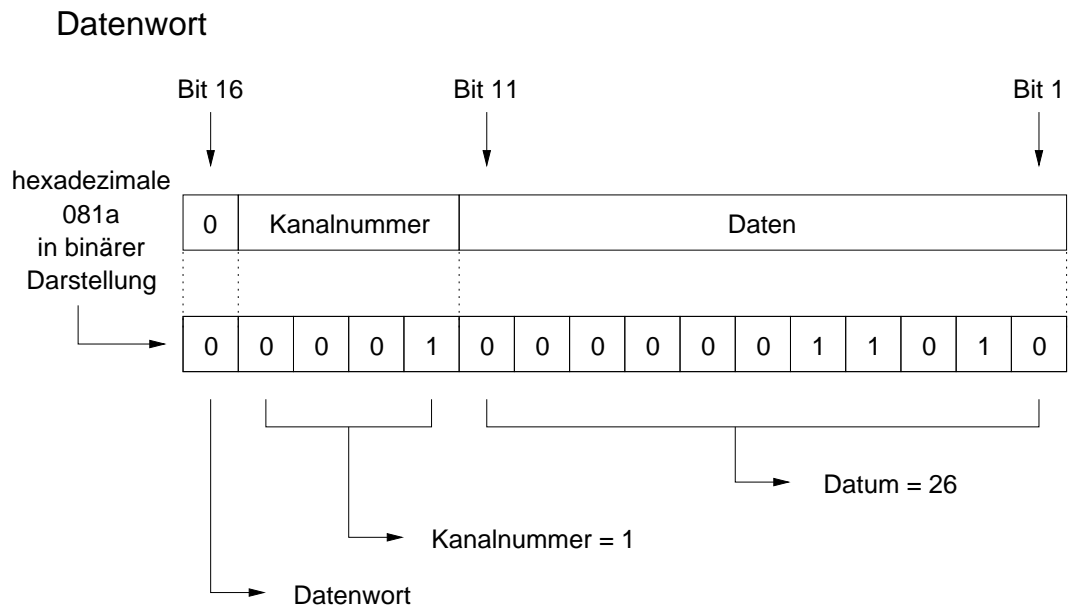


Abbildung 6.4: Aufbau eines 16 Bit Datenworts

Die Statuswörter beinhalten zwei verschiedene Informationen. Zum einen ist in ihnen kodiert, welcher der QDCs geschrieben hat, und zum anderen, wieviele Datenwörter folgen. In Bit 1 bis 8 ist die Virtual Station Number (VSN) des entsprechenden QDCs enthalten, in Bit 12 bis 15 steht die Anzahl der folgenden Datenwörter und Bit 16 muß für ein Statuswort immer eine 1 sein (s. Abb. 6.3). Bit 9 bis 11 sind ungenutzt.

Die Datenwörter beinhalten die Nummer des zugehörigen Kanals und das entsprechende Datum. In Bit 1 bis 11 ist das Datum kodiert, in Bit 12 bis 15 steht die Kanalnummer - Kanal 0 bis 15 des im Statuswort beschriebenen QDCs - und Bit 16 muß für ein Datenwort immer eine 0 sein (s. Abb.6.4).

## 6.2 Energiezweig

Der Energiezweig besteht im wesentlichen aus dem Vorverstärker (VV), dem 16fach-Hauptverstärker (HV) und einem 16fach-Peak-to-Charge-Converter (PTQ) (s. Abb. 6.5). Der PTQ gibt an den QDC eine konstante Ladungsmenge ab, deren Amplitude proportional zu der Amplitude des Hauptverstärker-Peaks ist.

Von der Memory Look-Up Unit (MLU) bekommt der PTQ nach der Erkennung einer Koinzidenz ein Gate (vergl. Abschnitt 6.4), das ihm erlaubt, Ladung auszugeben. Zeitlich verzögert wird von der MLU ebenfalls das Signal für den QDC zum Konvertieren der Ladung generiert [Kth01].

Die Abbildung 6.6 zeigt den kausalen Zusammenhang der verschiedenen Signale des Energiezweigs vom Hauptverstärker-Signal bis zur am QDC anliegenden Ladungsmenge.

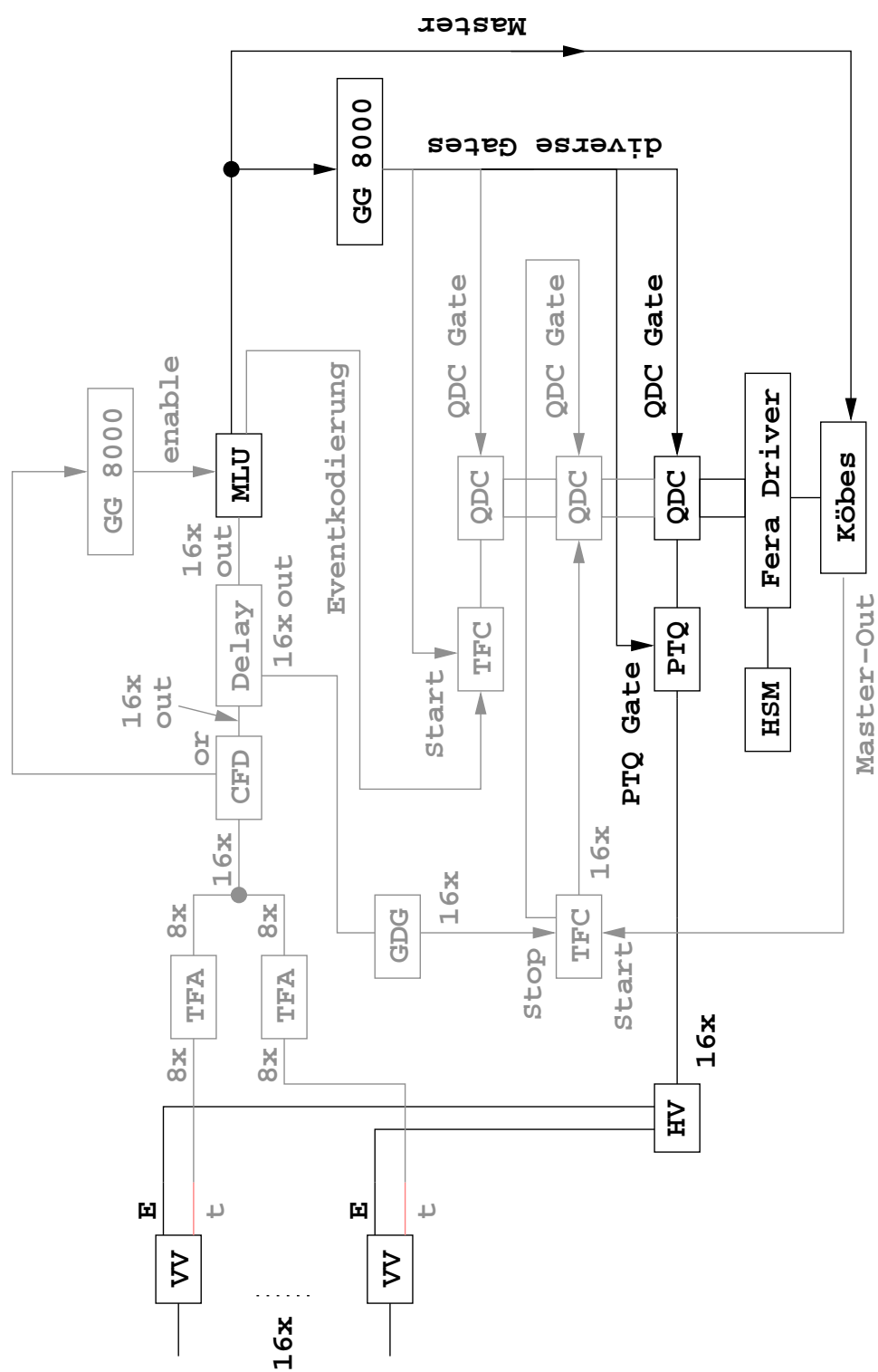


Abbildung 6.5: Schematischer Aufbau des Energiezweigs der Koinzidenz-Elektronik im Kontext des gesamten Analysators



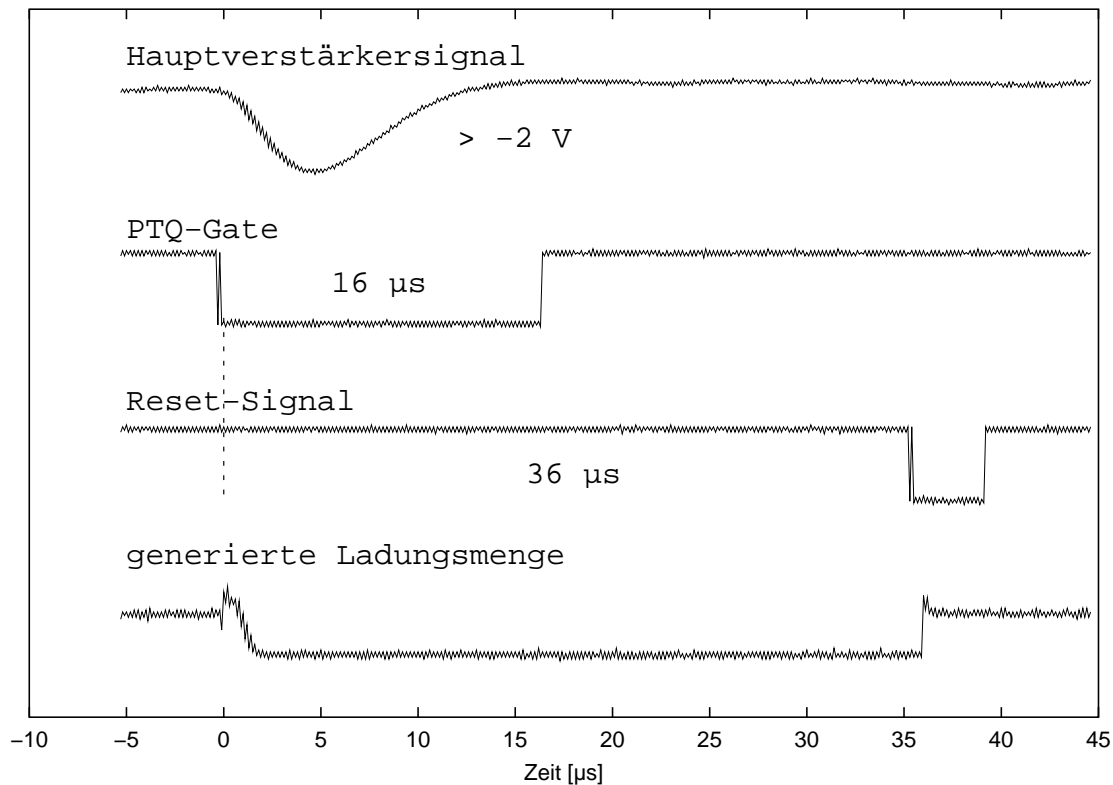


Abbildung 6.6: Signalfolge im Energiezweig

## 6.3 Zeitzweig

Im Zeitzweig sollen die Laufzeitdifferenzen der verschiedenen Koinzidenzpartner zwischen der Reaktion im Target und dem Nachweis im jeweiligen Detektor gemessen werden. Wenn, wie in unserem Fall, die Detektoren üblicherweise 200 bis 300 mm vom Target entfernt stehen und die Koinzidenzpartner Protonen mit einer Energie von bis zu 20 MeV sind, dann liegen die interessanten Zeitdifferenzen im Bereich von Null bis zu wenigen Nanosekunden. Diese Laufzeitdifferenzen werden nicht direkt gemessen, sondern nachträglich durch Subtraktion von zwei absoluten Zeitwerten bestimmt. Die absolute Größe dieser vorerst in Kanälen angegebenen Werte ist für die weitere Auswertung der Messung uninteressant. Die ge-

messenen Werte dienen nur der Bestimmung der Differenz, die dann bei Bedarf geeicht werden kann.

Die Signale aus dem Vorverstärker (VV) werden in einem am IKP entwickelten 8fach Timing-Filter-Amplifier (TFA) verstärkt und in einem Constant-Fraction-Diskriminator (CFD) verarbeitet (s. Abb. 6.7). Bis zu dieser Stelle ist der Zeitzweig identisch mit der Koinzidenz- und Eventerkennung. Danach werden die Signale über ein 16fach-Delay-Modul verdoppelt, um parallel die Laufzeit-Bestimmung und die Koinzidenzerkennung (siehe Abschnitt 6.4) durchführen zu können.

Damit die Spannungen, die am QDC anliegen, proportional zu den Laufzeitdifferenzen der nachgewiesenen Teilchen sind, wird ein Time-to-Fera-Converter (TFC) benutzt [Lec95b]. Dieser wird im sogenannten Common-Start-Modus betrieben. Immer, wenn eine Koinzidenz erkannt wird, bekommt der TFC ein Start-Signal. An allen 16 Kanälen wird dann eine konstante Ladungsmenge generiert. Wenn an einem der 16 Eingangskanäle eines der Zeitsignale aus dem CFD anliegt, dann wird auf diesem Kanal die Ausgabe der Ladung gestoppt. Nach einer maximalen Zeit  $t_{max}$ , die größer als alle theoretisch vorherbestimmten interessanten Zeitdifferenzen ist, werden alle Kanäle, die noch Ladung ausgeben, gestoppt (s. Abb. 6.8). Die vom TFC ausgegebene Ladungsmenge wird so eingestellt, daß der QDC genau dann in den Overflow läuft, wenn der jeweilige Kanal nicht vor  $t_{max}$  gestoppt wurde. Im Overflow-Modus schreibt der QDC dann eine Null auf den Fera-Bus. Daher ist der Zeitwert im Listmode proportional zur tatsächlichen Laufzeit bzw. gleich Null, wenn kein Signal auf der Leitung im durch  $t_{max}$  definierten Zeitintervall registriert wurde.

Damit der TFC das Common-Start-Signal vor den individuellen Stop-Signalen aus dem CFD erhält, müssen diese Stop-Signale durch einen Gate-and-Delay-Generator (GDG) verzögert werden, bis über die MLU die Koinzidenzerkennung abgeschlossen ist und durch den Master aus dem Fera-Controller (Köbes) [Tie99] das Start-Signal gegeben werden kann. Ohne diese Verzögerung wäre ein Start-Signal nur durch den OR-Ausgang des CFD möglich. Dadurch würde der TFC unabhängig von

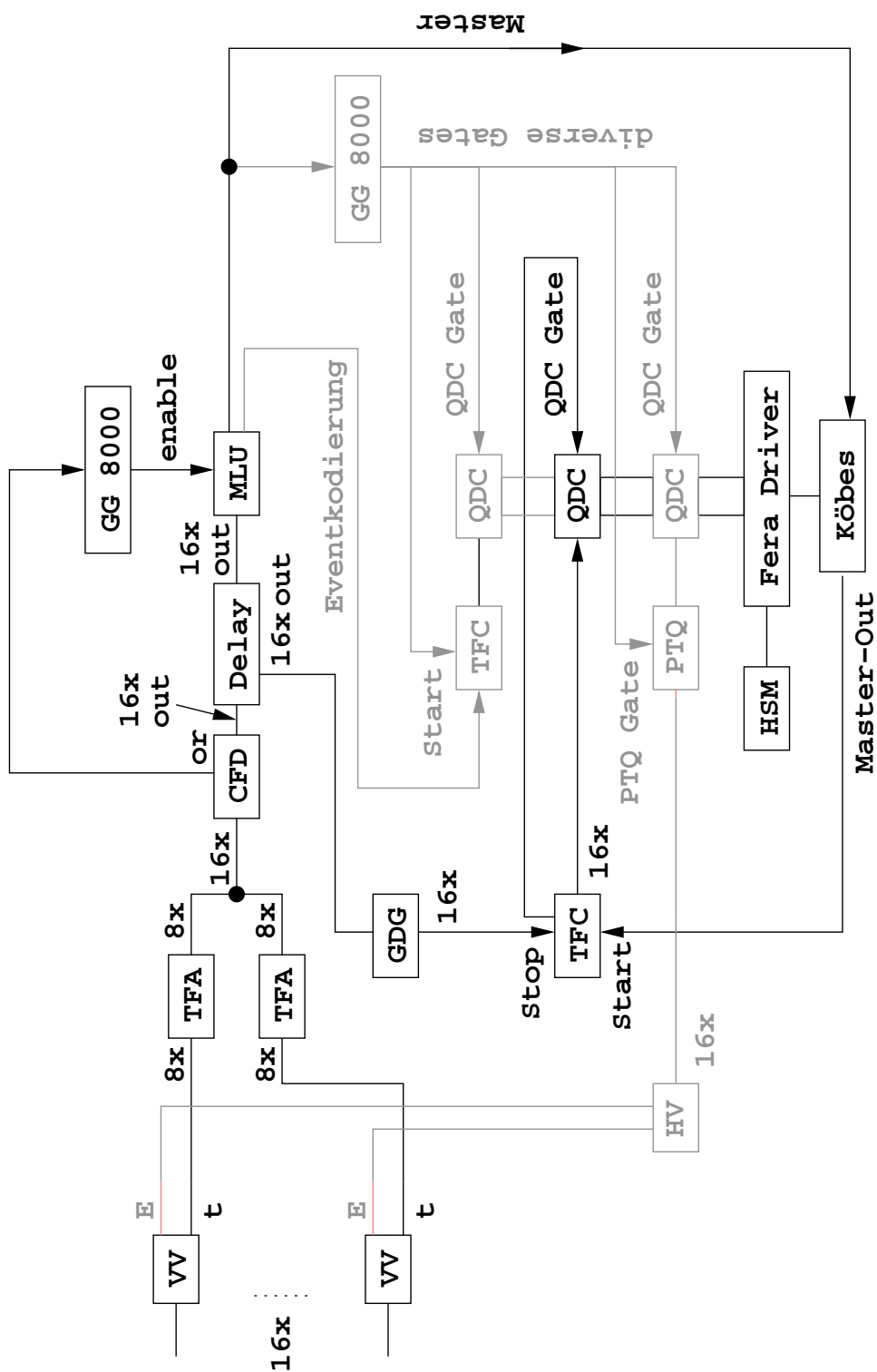


Abbildung 6.7: Schematischer Aufbau des Zeitzweigs der Koinzidenz-Elektronik

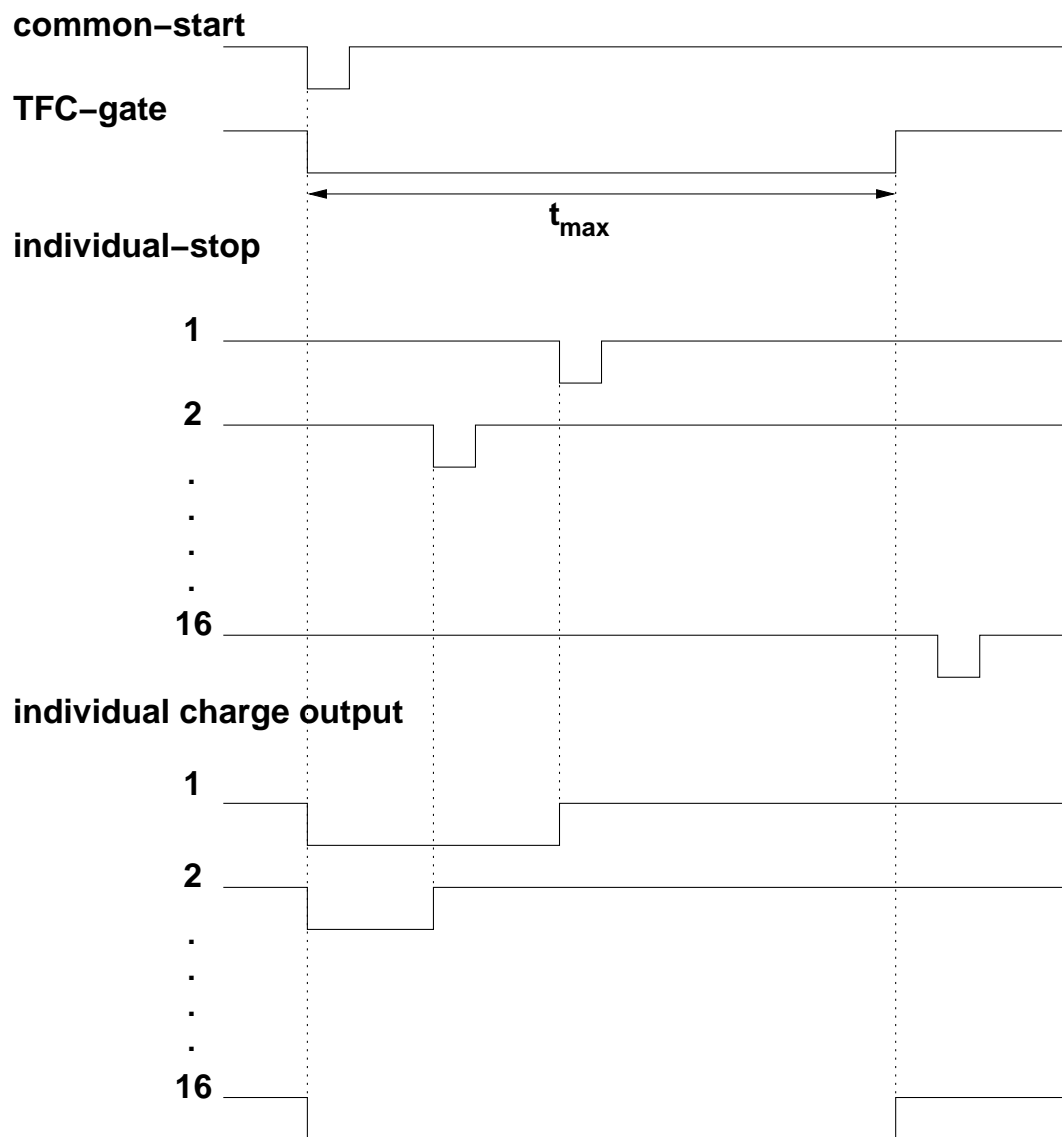


Abbildung 6.8: Funktionsweise des TFC im Common-Start-Modus

einer erkannten Koinzidenz ununterbrochen Daten an den QDC schicken, die aber nur nach einem erkannten Koinzidenz-Ereignis auf den Fera-Bus geschrieben werden könnten. So wäre nicht mehr sichergestellt, daß die gewünschten Daten im Listmode stehen.

## 6.4 Eventerkennung

Dieser Zweig des Analysators hat zwei Aufgaben. Zum einen werden die gewünschten Koinzidenzbedingungen über die MLU programmiert und zum anderen wird - im Listmode kodiert - die Nummer der erkannten Koinzidenz mitgeschrieben. Der Einsatz der MLU ist als eine der auffälligsten Neuerungen am System besonders zu erwähnen. Wie im weiteren genauer erläutert, erhöht die MLU nicht nur die Anzahl der möglichen Koinzidenzen, die gleichzeitig aufgenommen werden können, sondern vereinfacht Änderungen am System erheblich.

Durch die Nutzung der 16-fach QDCs wird bei jeder erkannten Koinzidenz jedem der 16 Kanäle das Schreiben auf den Fera-Bus erlaubt. Dadurch entsteht die Schwierigkeit, wenn über die MLU mehr als eine Koinzidenz programmiert wurde, die Listmode-Daten nachträglich der entsprechenden Koinzidenz zuzuordnen. Aus diesem Grund ist eine zusätzliche Eventerkennung erforderlich.

Die MLU ist ein frei programmierbares Elektronikmodul, das einem maximal 16 Bit großen Eingangswort ein ebenfalls 16 Bit-Ausgangswort zuordnet [Lec95a]. Das am Eingang anliegende Wort wird vom CFD gebildet (s. Abb. 6.9). Aus dem OR-Ausgang des CFD wird über einen Gate-Generator (GG 8000) ein enable-Signal für die MLU generiert. Die MLU arbeitet nun als großer Speicher. Jedem möglichen Eingangswort wird ein Ausgangswort zugeordnet (s. Abb. 6.10). Dabei müssen die Signale nicht gleichzeitig von der MLU erkannt werden. Es werden alle Signale berücksichtigt, solange das enable-Signal, das vom ersten Signal am CFD ausgelöst wurde, anliegt. Über dieses Signal wird das Koinzidenzfenster eingestellt, das dann für alle programmierten Koinzidenzen identisch ist.

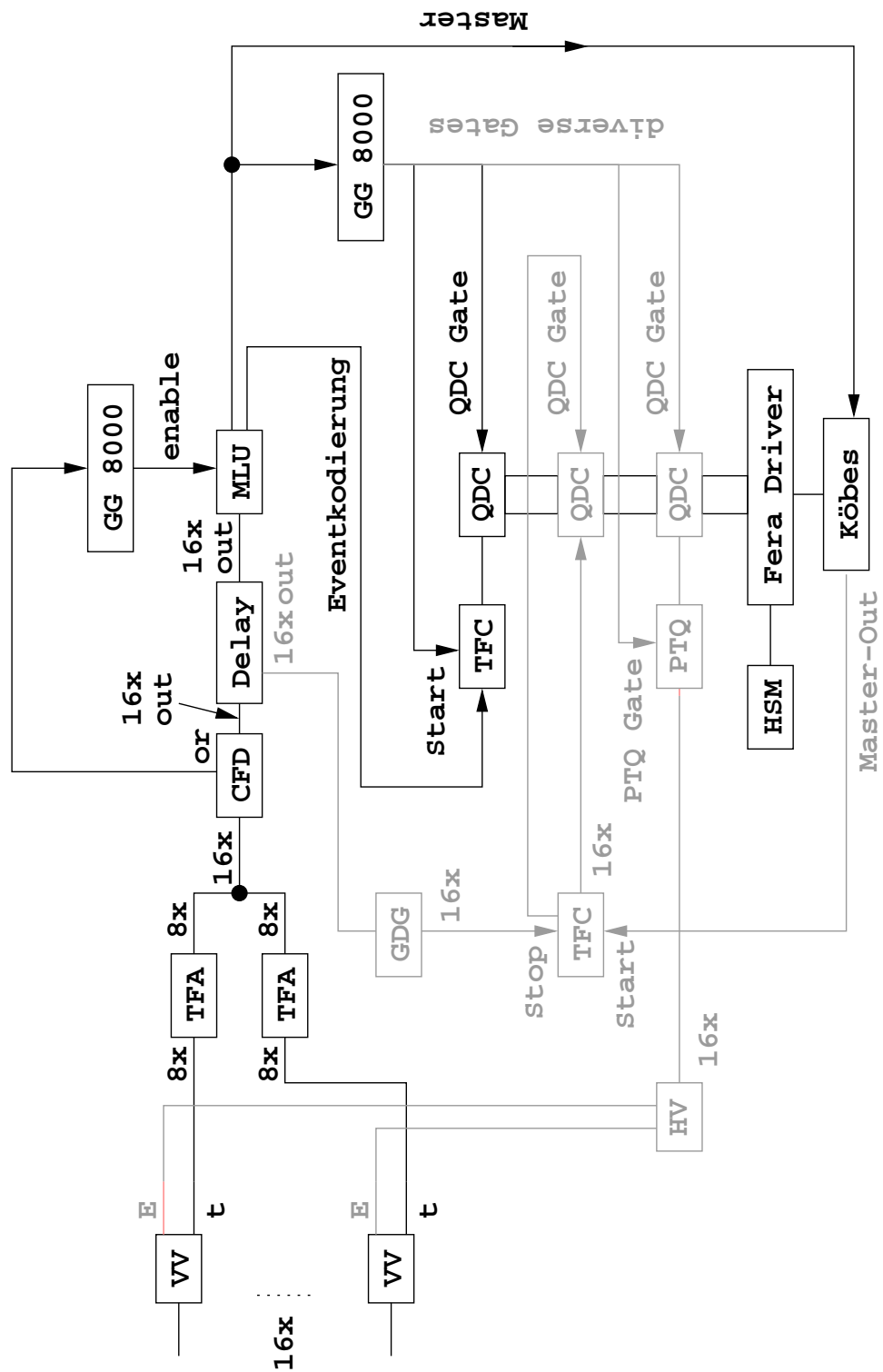


Abbildung 6.9: Schematischer Aufbau der Eventerkennung der Koinzidenz-Elektronik

Dem 16 Bit-Eingangswort an der MLU entsprechen die maximal 16 Zeitsignale, die über den TFA an dem CFD anliegen. Bit Eins des Eingangswortes ist dann eine logische Eins, wenn der CFD auf Leitung Eins ein Signal erkannt hat. Das gilt analog für die Leitungen zwei bis 15.

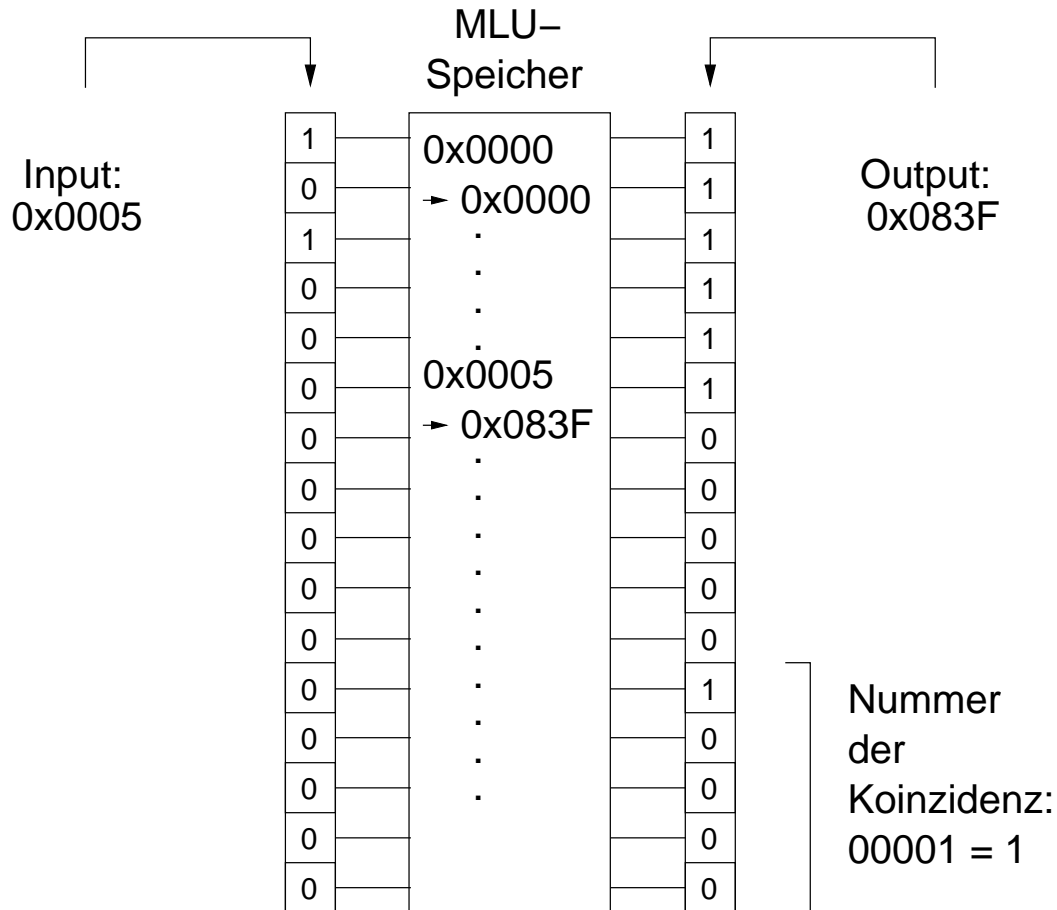


Abbildung 6.10: Funktionsweise der MLU

Aus den 16 Bit am Eingang lassen sich über die MLU, ohne zusätzliche Änderungen an der Hardware, als Koinzidenzbedingungen alle 65535 Kombinationen der 16 Eingangskanäle programmieren. Die Anzahl der vorgegebenen Koinzidenzbedingungen ist dabei nur durch Überlegungen zur Totzeit des Analysator-Systems beschränkt.

Von den 16 Bit am Ausgang sind die unteren sechs für den Fall einer erkannten Koinzidenz immer auf Eins gesetzt. Diese Signale werden für verschiedene Gates unabhängig von den entsprechenden Events benötigt. In den oberen fünf Bit ist die Nummer der Koinzidenz kodiert. Aus dieser Anordnung ergeben sich 31 mögliche vorprogrammierte Koinzidenzen. Durch weitere fünf freie Bit ist die MLU in der Lage, bis zu 1023 verschiedenen Koinzidenzen zu kodieren. Durch leichte Modifizierung des Systems würde sich auch diese Anzahl noch deutlich erhöhen lassen.

Die fünf Bit, in denen die Nummer der Koinzidenz enthalten ist, werden dann über einen Gate- und Delay-Generator auf die ersten fünf Eingänge des für die Eventerkennung vorgesehenen QDCs geschrieben. So kann während der Auswertung jedem Event die Nummer der jeweiligen Koinzidenz zugeordnet werden, bzw. der Listmode kann nach Koinzidenzen sortiert werden.

Durch die Programmierung der Koinzidenzbedingungen in der MLU kann eine Änderung oder Ergänzung der gewählten Koinzidenzen jederzeit erfolgen. Dabei müssen nicht mehr für jede einzelne Koinzidenz diverse Gates neu aufeinander abgestimmt werden, wie es mit den alten analogen Logik-Modulen nötig war. Wenn mit dem alten System für diese Einstellungen bis zu zwei Tagen benötigt wurden, reichen jetzt bei einer Ein- bis Zwei-Wochen-Meßzeit wenige Stunden.

### 6.5 Totzeitbestimmung

Die Bestimmung der Totzeit wurde über eine Pulser-Verteiler-Box realisiert. Zu diesem Zweck lassen sich die Signale eines Pulsers über die Verteiler-Box beliebig kombiniert auf die 16 Kanäle verteilen. Jede gewünschte Koinzidenzbedingung ist einstellbar. Der Pulser läuft dabei mit einer Frequenz von 100 Hz, was der Summe aller Pulser-Signale entspricht. Bei  $n$  unterschiedlich eingestellten Pulser-Kombinationen ist die Einzel-Zählrate der  $n$ -te Teil von 100 Hz. Die Totzeit kann dann über das Verhältnis von theoretischer Zählrate zum Integral über den Pulserpeak



bestimmt werden.

Dabei ist zu beachten, daß der Pulser so eingestellt ist, daß der Pulserpeak im Spektrum oberhalb des mit dem Detektor gemessenen Spektrums liegt. Ansonsten könnte ein unter dem Pulserpeak verborgener weiterer Peak das Integral zusätzlich vergrößern bzw. der Pulserpeak die Bearbeitung des aufgenommenen Spektrums erschweren. Auf jeden Fall würde der Untergrund des Spektrums zu einer Verfälschung der Totzeitbestimmung führen.

## 6.6 Singles-Messungen

In vielen Fällen wird es nötig, zusätzlich zu den Koinzidenzen auch einfache Singles-Spektren aufzunehmen. Bei dem hier vorgestellten Analysatorsystem wird dies vor allen Dingen beim Einsatz von Monitor-Detektoren und für die Detektoren der Polarimeter bei Messungen mit polarisierten Teilchenstrahlen gebraucht. Mit dem in den Abschnitten 6.2 bis 6.4 beschriebenen Koinzidenz- und Listmode-Analysator lassen sich auch einzelne Spektren ohne zusätzliche Koinzidenzbedingungen aufnehmen. Weil jedes Event trotzdem über die MLU erkannt und über die QDCs und den Fera-Bus weggeschrieben werden muß, trägt es zur Gesamt-Zählrate bei. Da keine Koinzidenz-Bedingungen die Aufnahme der Singles-Spektren beschränken, sondern alle im Detektor registrierten Events aufgenommen werden, wird die Totzeit des Systems dadurch sehr schnell vergrößert, bzw. muß die Gesamt-Zählrate künstlich verringert werden.

Für viele kernphysikalische Messungen ist die Höhe der Zählrate eines der Hauptprobleme. Um aussagekräftige Ergebnisse mit kleinem Fehler zu erhalten, werden entsprechend hohe Zählraten benötigt. Probleme ergeben sich, wenn aus technischen Gründen keine höheren Reaktionsraten erreicht werden können oder wenn die zu untersuchenden Reaktionen nicht isoliert betrachtbar sind. Dies gilt insbesondere für Drei-Nukleonen-Aufbruchmessungen, da sich diese, im Vergleich zu elastischen Zwei-

teilchenstreuungen, durch sehr geringe Koinzidenzzählraten auszeichnen und immer gemeinsam mit diesen Zweiteilchenstreuungen auftreten. Um trotzdem eine gute Statistik und damit einen kleinen Fehler zu erhalten, gelten viele Anstrengungen der Maximierung der Zählrate bei gleichzeitiger Minimierung der Totzeit.

Um diese Probleme teilweise zu lösen, wurde ein unabhängiger Singles-Zweig aufgebaut. Er besteht aus einem 16fach-Hauptverstärker und fünf Double-Camac-ADCs (DCADC). Diese Vielkanalanalysatoren wurden zu diesem Zweck am Institut für Kernphysik entwickelt [Pas98]. Die in den Modulen gesammelten Spektren können über das Camac-System ausgelesen werden.

Es gibt zwei entscheidende Vorteile der neuen DCADCs gegenüber dem früheren Aufbau, der statt einem Vielkanalanalysator einzelne ADCs und Giesen-Karten benutzte. Zum einen vereint ein schmales DCADC-Camac-Modul zwei breite ADC-NIM-Module und zwei schmale Giesen-Karten und ist damit kompakter und übersichtlicher. Zum anderen werden die DCADC-Module in der institutseigenen Elektronik-Werkstatt gebaut, in der sie auch entwickelt wurden. Dadurch werden erhebliche Kosten eingespart.

Da die Datenaufnahme über dasselbe Camac-System gestartet und gestoppt wird, das auch für die Listmode-Messung benutzt wird, kann parallel zum Listmode die Aufnahme der Singles geschehen. Durch den gemeinsamen Startbefehl ist die Datenaufnahme in beiden Analysatorzweigen synchronisiert. In dieser Arbeit wurden auf diese Art parallel zu der Koinzidenz-Messung des Aufbruchs die Monitor-Detektoren genutzt, ohne durch die hohe Zählrate des Monitor-Detektors die Totzeit im Analysator zu erhöhen.

Die DCADCs wurden bei ihrer Entwicklung so ausgelegt, daß sie auch für Listmode-Messungen zu nutzen sind. Sie können über einen Fera-Bus ausgelesen werden. Diese Option ist im Rahmen dieser Arbeit aber nicht benutzt worden.

## **Teil III**

# **Datenauswertung**



## 7 Energieeichung

Die Teilchenenergien in den aufgenommenen Energiespektren sind in Kanalnummern angegeben und müssen erst geeicht werden, bevor weitere Aussagen über die Ergebnisse gemacht werden können. Die in der Messung verwendeten QDCs und DCADCs (s. Kapitel 6) waren auf eine Auflösung von 2K eingestellt, das entspricht einer maximalen Kanalzahl von 2048.

Geeicht wird durch die Zuordnung der Peaks der detektierten Ereignisse der elastischen und inelastischen Streuung zu den Daten aus den theoretischen Kinematikrechnungen. Dazu werden die Koinzidenzdaten aus den  $E_3$ - $E_4$ -Matrizen in Einzelspektren eingeordnet und jeder Detektorzweig einzeln betrachtet.

	CST	IST	FSI	Monitor
$\theta_{1/2}$	71,2°	68,6°	51,5°	30,0°
$\Phi_{1/2}$	180°	150°	180°	180°
$^{12}\text{C}(\text{p,p})^{12}\text{C}$	14,28	14,35	15,02	15,64
$^{12}\text{C}(\text{p,p})^{12}\text{C}^*$	10,06	10,26	10,69	11,22
$^2\text{H}(\text{p,p})^2\text{H}$	7,72	8,00	10,78	13,96
$^{12}\text{C}(\text{p,p})^{12}\text{C}^{***}$	5,08	5,12	5,54	5,94
$^2\text{H}(\text{p,d})^1\text{H}$	1,48	1,79	5,52	10,67

Tabelle 7.1: Teilchenenergien (MeV) der einzelnen Reaktionen, die zur Eichung benutzt wurden, in Abhängigkeit von den Detektorpositionen

Tabelle 7.1 enthält die Teilchenenergien der Zweiteilchenstreuungen, die

in den Meßdaten identifiziert werden konnten. Die Energien für alle Winkelkombinationen, unter denen gemessen wurde, sind aufgeführt und dienen wie angegeben zur Eichung.

Abbildung 7.1 zeigt ein ungeeichtes Monitorspektrum, das unter  $\theta = 30^\circ$  aufgenommen wurde, und in Abbildung 7.2 ist das Spektrum eines der Koinzidenzzähler zu sehen ( $\theta = 68,8^\circ$ ). Die gut aufzulösenden Peaks konnten alle den Daten der Kinematikrechnungen zugeordnet werden und sind in der Abbildung entsprechend beschriftet. Anhand dieser Beispiele soll das Verfahren erläutert werden, das zur Eichung der Rohdaten aller weiteren Detektorzweige verwendet worden ist.

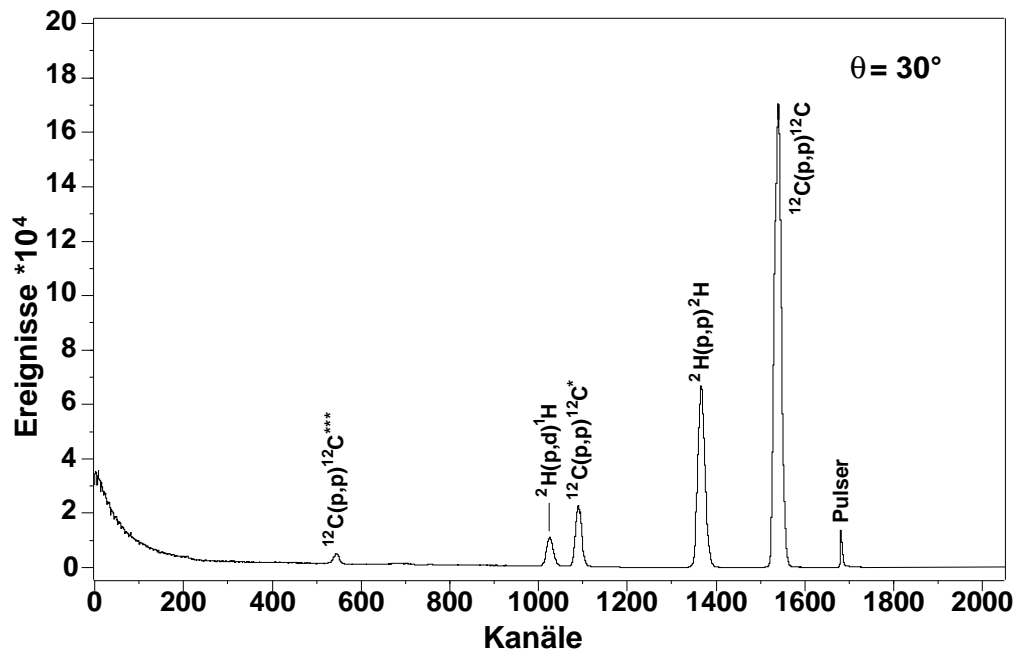


Abbildung 7.1: Ungezeichnetes Monitorspektrum ( $\theta = 30^\circ$ ); alle Peaks sind identifiziert und wurden für die Energieeichung benutzt

Dazu wurden kleine Pakete aus mehreren hintereinander folgenden Runs zusammengestellt und aufsummiert. Zwischen und während den aufsummierten Runs durften keine Veränderungen am Analysatorsystem vorgenommen werden. Diese hätten die Energie- oder Zeitmessung beeinträchtigen können.

Zusätzlich mußte ein eventueller Drift in den Elektronikbauteilen, vor allem dem Hauptverstärker, ausgeschlossen werden. Daher wurden in dieser Messung nur die Runs aufsummiert, in denen die Differenzen der Schwerpunkte der entsprechenden Peaks maximal 0,4% des Schwerpunktes betragen haben. Durch die Beachtung der beiden erwähnten Kriterien ergaben sich durchschnittliche Paketgrößen von ca. 20 Runs, was einer Meßdauer von ca. 24 Stunden entspricht (bei einer Gesamtmeßdauer von 14 Tagen).

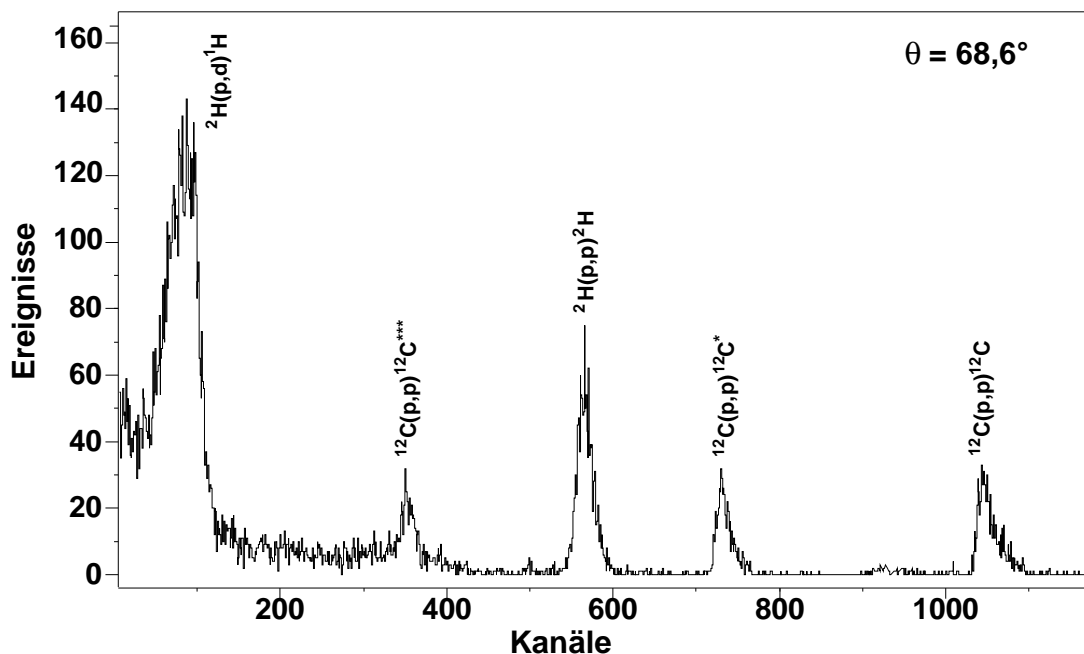


Abbildung 7.2: Ungeeichtetes Spektrum eines Koinzidenzdetektors ( $\theta = 68,6^\circ$ ); alle Peaks sind identifiziert und wurden für die Eichung benutzt

Nachdem die Peaks der einzelnen Reaktionen identifiziert werden konnten, wurde eine lineare Eichung durchgeführt. Abbildungen 7.3 und 7.4 zeigen dazu als Beispiele den linearen Verlauf der Eichgerade für jeweils ein Spektrum eines Monitordetektors (s. Abb. 7.1) und eines der Koinzidenzdetektoren (s. Abb. 7.2). Die Koeffizienten der an die Eichpunkte angefitzten Geraden wurden anschließend zur Eichung der Rohdaten verwendet. Das Verfahren wurde für alle Detektorzweige und beide Monitordetektoren wiederholt.

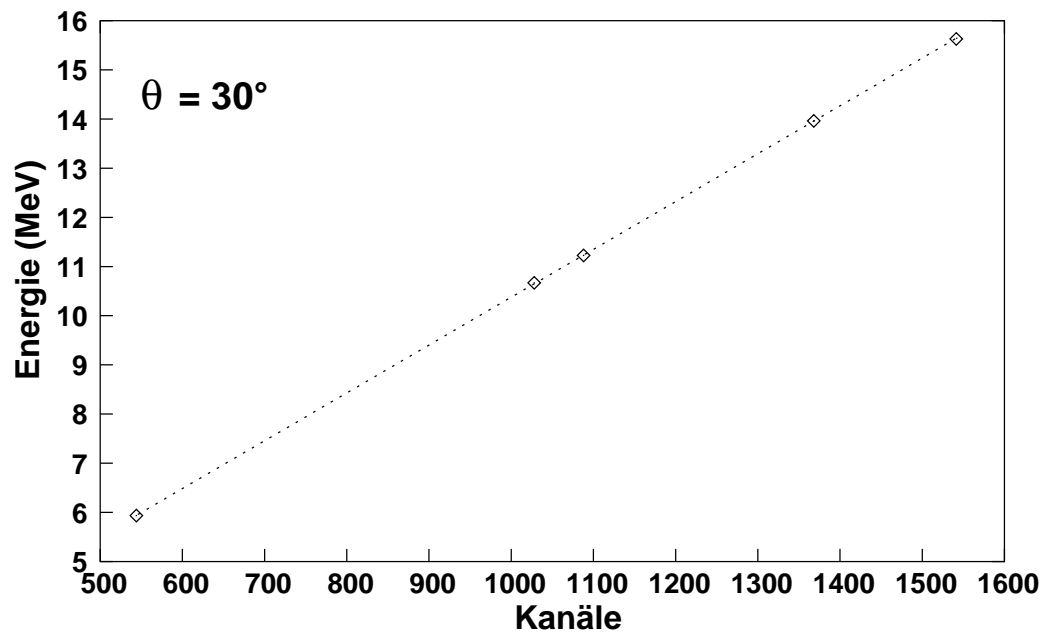


Abbildung 7.3: Ergebnis der linearen Energieeichung; hier am Beispiel der Monitorreaktion unter  $\theta = 30^\circ$  (s. auch Abb. 7.1)

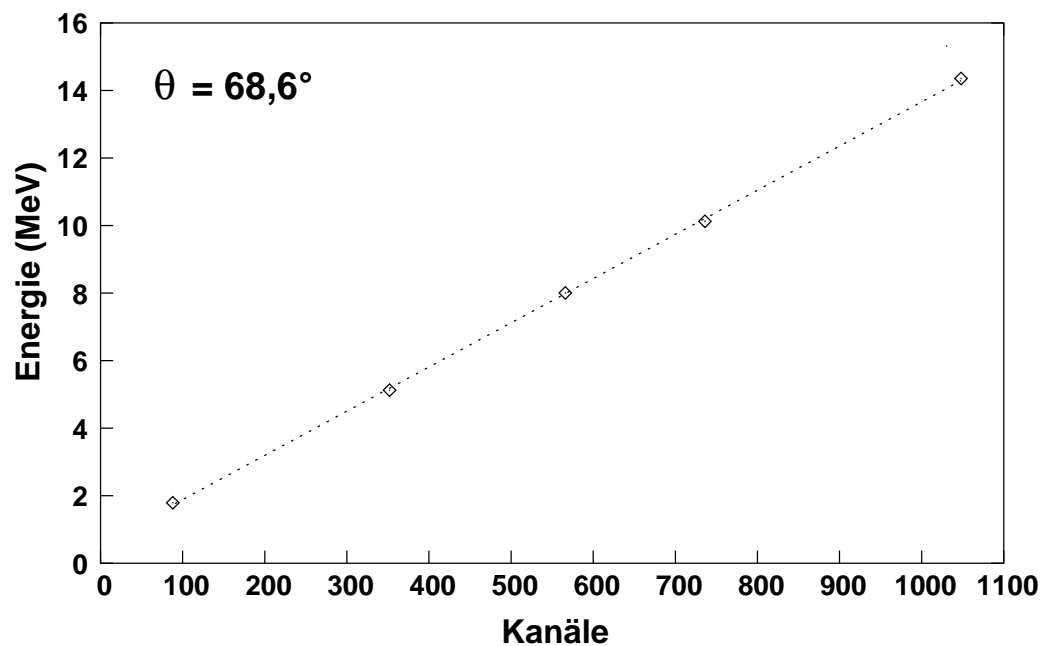


Abbildung 7.4: Ergebnis der linearen Energieeichung; hier am Beispiel des Koinzidenzdetektors unter  $\theta = 68,6^\circ$  (s. auch Abb. 7.2)



## 8 Monitorreaktion

Für die Bestimmung des experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitts werden, wie in Abschnitt 4 erläutert, neben der Aufbruchzählrate  $\dot{N}_{34}$  und den Raumwinkelementen  $\Delta\Omega_3$  und  $\Delta\Omega_4$ , die Targetflächendichte  $n_F^d$  und der Protonenstrom  $\dot{n}_p$  gebraucht.

Aus diesem Grund wurden parallel zu den Koinzidenzmessungen Spektren mit den beiden Monitordetektoren aufgenommen. Diese Messungen liefern die Totzeit und untergrundkorrigierte Monitorzählrate  $\dot{N}_{Mon}$  der Monitorreaktion  ${}^2\text{H}(\text{p,p}){}^2\text{H}$ . Wie in Abschnitt 4 gezeigt, ergeben sich aus  $\dot{N}_{Mon}$  und dem bekannten Wirkungsquerschnitt  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mon}^{lab}$  der Monitorreaktion die gesuchten Größen  $n_F^d$  und  $\dot{n}_p$ :

$$\dot{N}_{Mon} = \frac{dN_{Mon}}{dt} = \dot{n}_p \cdot n_F^d \cdot \Delta\Omega_{Mon} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mon}^{lab}$$
$$\Rightarrow \int_0^t \dot{n}_p n_F^d dt = \frac{N_{Mon}}{\Delta\Omega_{Mon} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mon}^{lab}}$$

Der für die Berechnung benötigte differentielle Wirkungsquerschnitt für die Monitorreaktion bei  $\theta_{lab} = 30^\circ$  ( $\theta_{cm} = 44,5^\circ$ ) beträgt [Cah71][Sag94]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mon}^{\theta=30^\circ} = 83,219 \frac{mb}{sr}$$

Auch mit dem in Abschnitt 5.2 beschriebenen Targetarm mit seinen drei rotierenden Targets ist ein mit der Zeit deutlich abnehmender Deuteriumgehalt zu beobachten. Diese mußte während der Messung beobachtet und in regelmäßigen Zeitabständen durch den Wechsel des Targets oder der Änderung der Targetposition korrigiert werden (s. Kapitel 5.3). Diese Korrektur kann, wie der Targetwechsel auch, ohne Belüftung der Streukammer vorgenommen werden. Dazu werden verschiedene vorprogrammierte Positionen des Targetarms ferngesteuert angefahren, die vor der Messung mit einem Laser bestimmt worden sind.

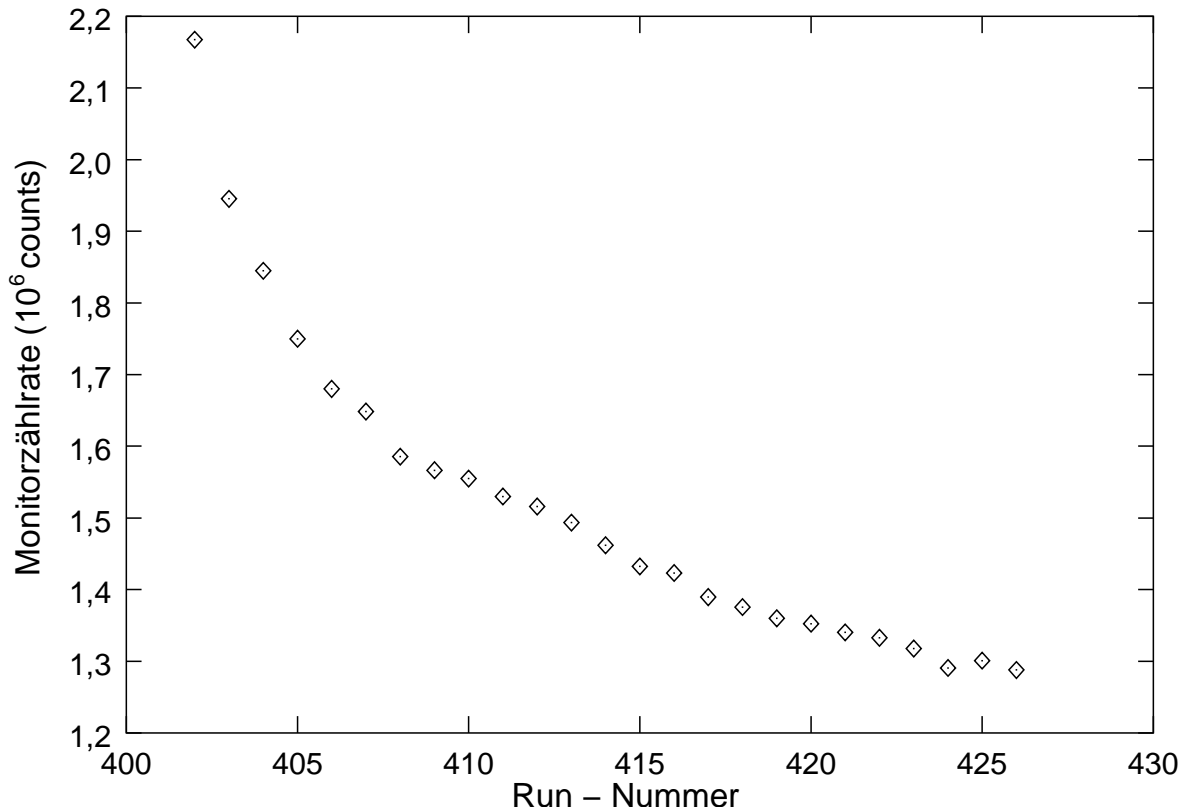


Abbildung 8.1: Abnahme des Deuteriumgehalts des  $CD_2$ -Targets anhand der elastischen Streuung  $^2H(p,p)^2H$

Abbildung 8.1 zeigt die Abnahme der Streuereignisse aus der elastischen Streuung der Protonen am Deuterium. Die Anzahl der Streuereignisse ist bei konstantem Strahlstrom proportional zum Deuteriumgehalt des

Targets. Da es keinen absolut konstanten Strahlstrom gibt und das Target Inhomogenitäten besitzen kann, ist die gezeigte Abnahme der Zählrate nicht glatt, sondern unterliegt Schwankungen.

Durch die Kalibrierung und Normierung mit der simultan detektierten Monitorreaktion  ${}^2\text{H}(\text{p,p}){}^2\text{H}$  wirkt sich die Abnahme des Deuteriums zwar nicht auf die Bestimmung des experimentellen Wirkungsquerschnitts der Dreiteilchenreaktion aus, verursacht aber eine geringere Reaktionsrate.

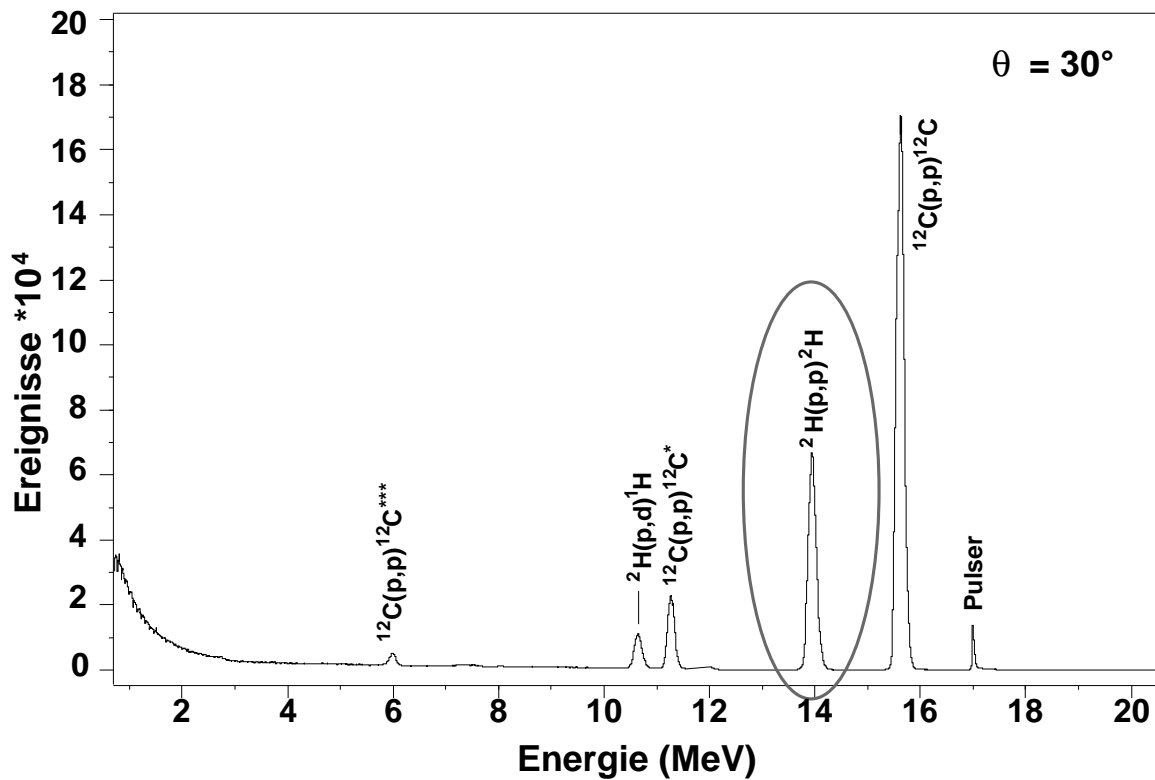


Abbildung 8.2: Geeichtes Monitorspektrum mit dem Peak der Monitorreaktion  ${}^2\text{H}(\text{p,p}){}^2\text{H}$

Unter  $\theta = 30^\circ$  erreicht der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  ${}^2\text{H}(\text{p,p}){}^2\text{H}$  fast sein Maximum. Aus der daraus resultierenden hohen Zählrate ergibt sich ein kleiner Fehler  $\Delta\dot{N}_{Mon}$ . Der Peak der Monitorreaktion im Monitorspektrum unter  $\theta = 30^\circ$  (s. Abb. 8.2) ist gut von allen benachbarten Peaks zu trennen und liegt in einem Bereich von geringem Untergrund.

Daher eignen sich die von den Monitordetektoren aufgenommenen Spektren gut für die Kalibrierung der Messung.

Die Totzeit der Monitormessungen lag im überwiegenden Teil der Messungen zwischen 0,5 und 2,5%; nur in wenigen einzelnen Runs mit einer etwas höheren Intensität des Strahlstroms war sie größer (bis zu 5%). Die Totzeit wurde für jeden Run und für beide Detektoren einzeln bestimmt und korrigiert.

## 9 Datenreduktion

Die in diesem Kapitel beschriebene Analyse der Listmodedaten basiert vor allen Dingen auf dem Programmpaket PAW (**P**hysics **A**nalysing **W**orkstation). Dieses in den CERN-Laboren entwickelte Programmpaket, das bereits in mehreren vorhergehenden Arbeiten am IKP erfolgreich genutzt wurde, ist sowohl bei der Online-Analyse als auch bei der folgenden endgültigen Datenauswertung verwendet worden. Die angewandten Methoden sind in verschiedenen Arbeiten am IKP entwickelt, benutzt und immer wieder verbessert worden (z.B. [Gol83], [Gol86], [Gro93], [Gro96], [Pat95] und [Prz98]).

Die folgenden Arbeitsschritte sollen die gesuchten Aufbruchdaten von unerwünschtem Untergrund befreien. Im Gegensatz zu anderen Messungen wird hier nicht nur das elektronische Rauschen und die anderen meist niederenergetischen Störquellen, wie z.B. Sekundärelektronen, als Untergrund bezeichnet. Auch die aus zufälligen Koinzidenzen von elastisch gestreuten Teilchen stammenden Ereignisse zählen dazu, da sie nach der Energieeichung keine weiteren Funktionen haben und teilweise störend über den gesuchten *echten* Ereignissen aus der Aufbruchreaktion liegen. Wenn die *echten* Ereignisse vom Untergrund isoliert sind, dann muß ihre Intensitäts-Verteilung entlang der kinematischen Kurve durch Projektion auf die S-Kurve vorgenommen werden.

## 9.1 Zeitdifferenz-Spektrum

Während der Messung am Beschleuniger wurden in Koinzidenz für jede der vier Konfigurationen die beiden Energien  $E_3$  und  $E_4$  sowie die beiden absoluten Zeiten  $t_3$  und  $t_4$  im Listmode weggeschrieben (s. Kapitel 6). Nachträglich wurden die theoretischen und experimentellen Zeitdifferenzen ( $\Delta t_{theo}$  und  $\Delta t_{exp}$ ) berechnet.

Die experimentelle Zeitdifferenz  $\Delta t_{exp}$  wird aus der Differenz der beiden absoluten Zeiten  $t_3$  und  $t_4$  berechnet. Die theoretische Zeitdifferenz  $\Delta t_{theo}$  wird durch die gemessenen Energien  $E_3$  und  $E_4$  bestimmt. Dazu wird die zu untersuchende Aufbruchreaktion  ${}^2\text{H}(\text{p},\text{pp})\text{n}$  zugrunde gelegt. Es wird die Zeitdifferenz der beiden Protonen zum Zeitpunkt der Detektion berechnet und dabei die Protonenenergien und -massen sowie der Detektor-Targetabstand berücksichtigt:

$$\Delta t_{theo} = l_4 \sqrt{\frac{m_4}{2E_4}} - l_3 \sqrt{\frac{m_3}{2E_3}}$$

mit:  $m_{3/4} \hat{=}$  Protonenmasse

$l_{3/4} \hat{=}$  Detektor-Target Abstand von Detektor 3 bzw. 4

Die Zeitdifferenzmatrix ergibt sich aus der theoretischen Zeitdifferenz als Funktion der experimentellen Zeitdifferenz (s. Abb. 9.1). In dieser Matrix liegen die Aufbruchereignisse, mit deren Daten die Berechnungen von  $\Delta t_{theo}$  gemacht wurden, auf einer Geraden. Alle anderen Ereignisse sind dort bezüglich der  $\Delta t_{exp}$ -Achse gleichmäßig verteilt, da es sich um zufällige Koinzidenzen aus unterschiedlichen Zweiteilchen-Streuereignissen bzw. Rauschen handelt.

Diese Tatsache macht man sich bei der Datenreduktion zunutze. Das Programm-Paket PAW erlaubt es, in einer zweidimensionalen Matrix Schnitte zu setzen, die sich auf ein gesamtes n-Tupel beziehen. Diese Schnitte werden als Polygon mit beliebig vielen Eckpunkten frei in der

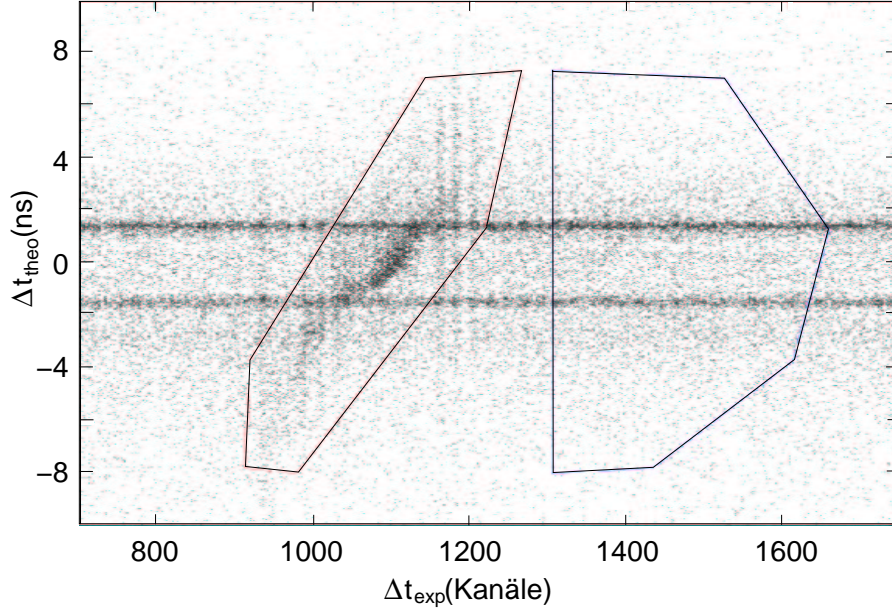


Abbildung 9.1: Zeitdifferenzmatrix mit Polygonschnitt um die auf einer Gerade liegenden “echten” Ereignisse (links) incl. Blähpolygon (rechts)

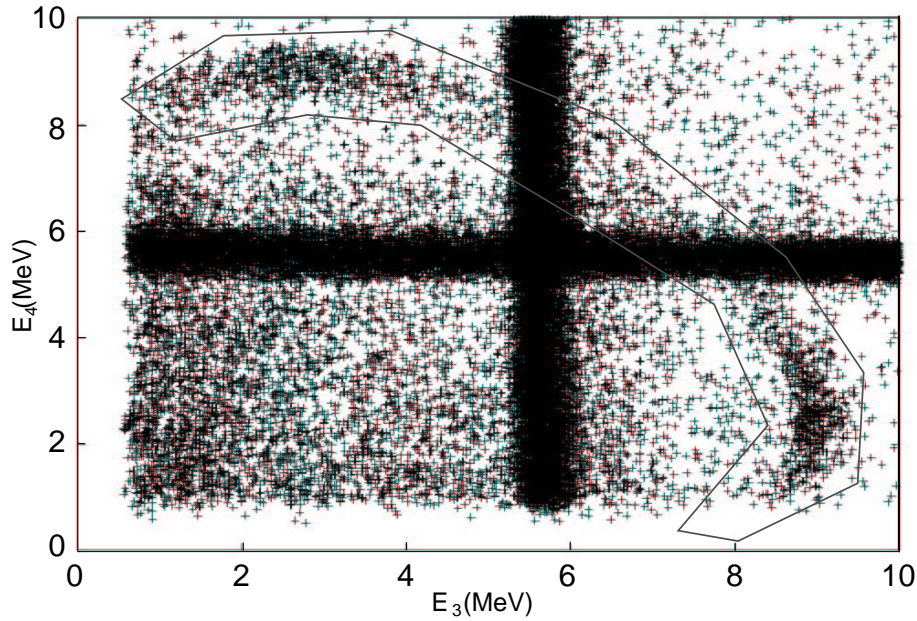


Abbildung 9.2: Energiematrix mit Polygonschnitt um die auf der kinematischen Kurve liegenden echten Aufbruchereignisse; im Beispiel sind die beiden Peaks der FSI auf der Kurve deutlich zu erkennen

Matrix gesetzt und können sowohl die vom Polygon eingeschlossenen Daten als auch die dazu komplementäre Datenmenge zur Weiterbearbeitung zur Verfügung stellen. Abbildung 9.1 zeigt ein solches Polygon, das um die Gerade im Zeitdifferenzspektrum liegt.

Durch solche Schnitte können schon vor der Datenreduktion in der Zeitdifferenzmatrix erhebliche Teile der geeichten Rohdaten, die nur für die Energieeichung nötig waren, weggeschnitten werden. Dadurch wird eine Konzentration auf die Energiebereiche, in denen die Aufbruchereignisse liegen, erreicht (s. Abb. 9.2).

Auch nach diesen Schnitten in den Zeitdifferenz- und Energiematrizen ist immer noch unerwünschter Untergrund in den Daten vorhanden. Daher wird parallel zu dem Schnitt in der Zeitdifferenzmatrix ein sogenanntes Blähpolygon verwendet. Dazu wird in der Zeitdifferenzmatrix das Polygon, das um die Gerade der echten Aufbruchereignisse geschlossen wurde, um einen Faktor  $x_{\text{bläh}}$  “aufgebläht”. Das Blähpolygon wird dann in einem vorher definierten Intervall  $B(\Delta t_{\text{exp}}) = [\Delta t_{\text{exp min}}, \Delta t_{\text{exp max}}]$  jenseits der Gerade aufgespannt (s. Abb.9.3).  $x_{\text{bläh}}$  wird durch das Intervall  $B$  und die maximale Ausdehnung des Polygons in Richtung der  $\Delta t_{\text{exp}}$ -Achse bestimmt:

$$x_{\text{bläh}} = \frac{B(\Delta t_{\text{exp}})}{z}$$

mit:  $z \hat{=}$  maximale Ausdehnung des Polygons

Der Inhalt des Zeitschnitts  $N_{3N+z}$  setzt sich aus den echten Aufbruchereignissen und den gleichmäßig verteilten zufälligen Ereignissen zusammen. Da die unerwünschten zufälligen Koinzidenzen statistisch über die gesamte Zeitdifferenzmatrix verteilt sind, ergibt sich mit dem Inhalt des Blähpolygons  $N_z$  für die echten Ereignisse:

$$N_{3N} = N_{3N+z} - \frac{1}{x_{\text{bläh}}} N_z$$



$$\text{mit } \Delta N_{3N} = \sqrt{N_{3N+z} + \left(\frac{1}{x_{\text{bläh}}}\right)^2 N_z}$$

Dabei wird deutlich, wie entscheidend der Untergrundabzug durch das Blähpolygon mit einem maximalen  $x_{\text{bläh}}$  den statistischen Fehler beeinflusst, da  $x_{\text{bläh}}$  quadratisch in die Berechnung des Fehlers eingeht (einfacher Untergrundabzug:  $x_{\text{bläh}} = 1$ ).

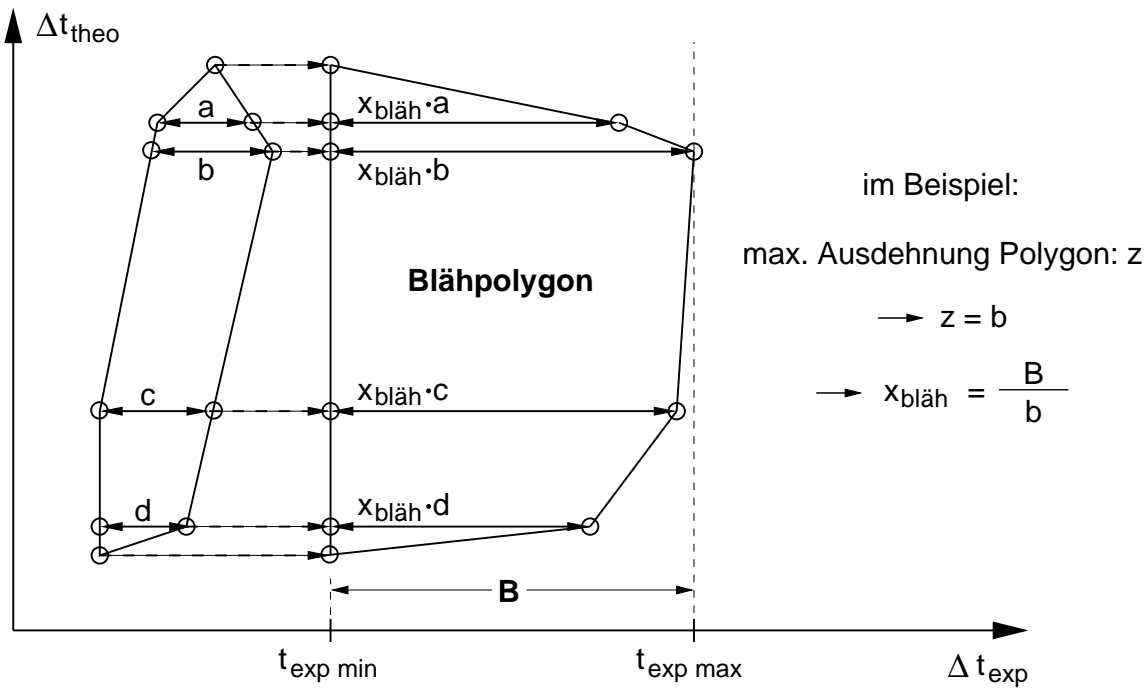


Abbildung 9.3: Generierung des Blähpolygons aus einem Polygon-Schnitt; im gezeigten Beispiel ist die maximale Ausdehnung des Polygons  $z = b$ ; in diesem Fall folgt daraus:  $x_{\text{bläh}} = 3$ .

Anhand des im folgenden Abschnitt beschriebenen Abstandsparameters  $S_{\text{abst.}}$  werden die mit dem Blähpolygon erzielten Resultate gezeigt und näher erläutert (s. Abb. 9.6 und 9.7). Die Abbildungen 9.8 und 9.9 zeigen die Projektionen der Meßdaten auf die S-Kurve vor und nach dem Abzug des mit Hilfe des Blähpolygons bestimmten Untergrunds.

## 9.2 Abstandsparemeter und S-Projektion

Zur weiteren Bearbeitung der Daten und zur Berechnung des experimentellen Wirkungsquerschnitts werden noch zusätzliche Parameter der Meßdaten gebraucht. Die dazu erforderliche zwei-dimensionale Projektion der Aufbruchereignisse auf die kinematische Kurve soll im folgenden erläutert werden. Die Resultate aus dieser Projektion sind  $S$  als Koordinate entlang der S-Kurve und  $S_{\text{abst.}}$  als Abstandsparemeter.

Als erster Schritt ist eine Rasterung der Energiematrix  $(E_3, E_4)$  erforderlich, in der alle innerhalb eines Rasterquadrats liegenden Meßpunkte dem Mittelpunkt des Quadrats zugeordnet werden. Diese Rasterung muß klein sein gegenüber der Energieauflösung der Detektoren. Eine Rasterung von  $2048 \times 2048$  Kanälen liefert in dieser Messung eine Kanalbreite von unter 10 keV, was deutlich unter der Energieauflösung von ca. 70 keV liegt.

Die S-Kurve muß ebenfalls parametrisiert werden. Zu diesem Zweck wird die Kurve in äquidistante Intervalle  $\Delta S$  unterteilt. Diese Intervalle entstehen durch die Aufsummierung kleiner Kurvenelemente  $\Delta S'$ . Durch die Parametrisierung entstehen Stützstellen  $S_k(E_3, E_4)$ . Zu diesen  $S_k$  werden noch die Mittelpunkte der Intervalle aus der Rasterung der Energiematrix bestimmt:

$$S_k = S_k(E_3, E_4) \Rightarrow S(m, n)$$

Den Koinzidenzereignissen aus der gerasterten Energiematrix werden jetzt die Stützstellen mit dem geringsten Abstand  $S_{\text{abst.}}$  und der Abstandswert zugeordnet. Der Abstandswert ergibt sich aus:

$$S_{\text{abst.}} = \sqrt{(i - m)^2 + (j - n)^2}$$

Abbildung 9.4 erläutert die Werte  $S$  und  $S_{\text{abst.}}$  schematisch. Zusätzlich sind die unterschiedlichen Startpunkte der Projektion der S-Kurve dargestellt. Nach einer gängigen Definition wird bei kinematischen Kurven, die Schnittpunkte mit der x-Achse besitzen ( $E_4 = 0$ ), die Projektion an dem

Schnittpunkt mit dem größten x-Wert ( $E_4 = 0$  &  $E_3 = \max.$ ) gestartet. Die Projektion bei Kurven ohne Schnittpunkte wird an dem Datenpunkt gestartet, der dem Koordinatenursprung am nächsten liegt.

Eine genauere Erläuterung der Rasterung der Energiematrix, der Parametrisierung der kinematischen Kurve und des Abstandsparameters  $S_{\text{abst.}}$  wird in Abbildung 9.5 gegeben.

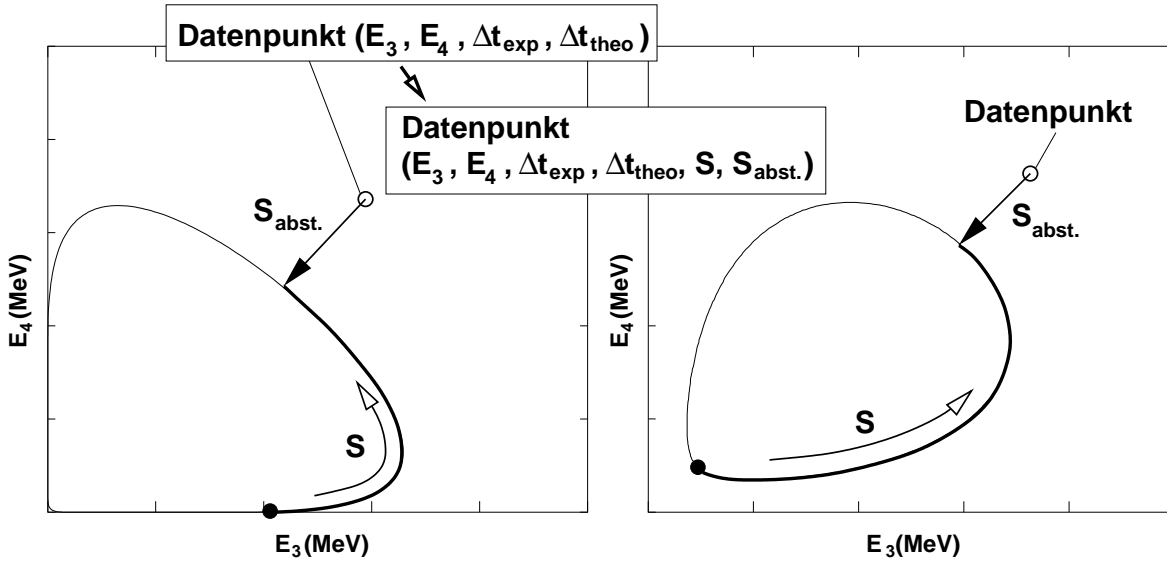
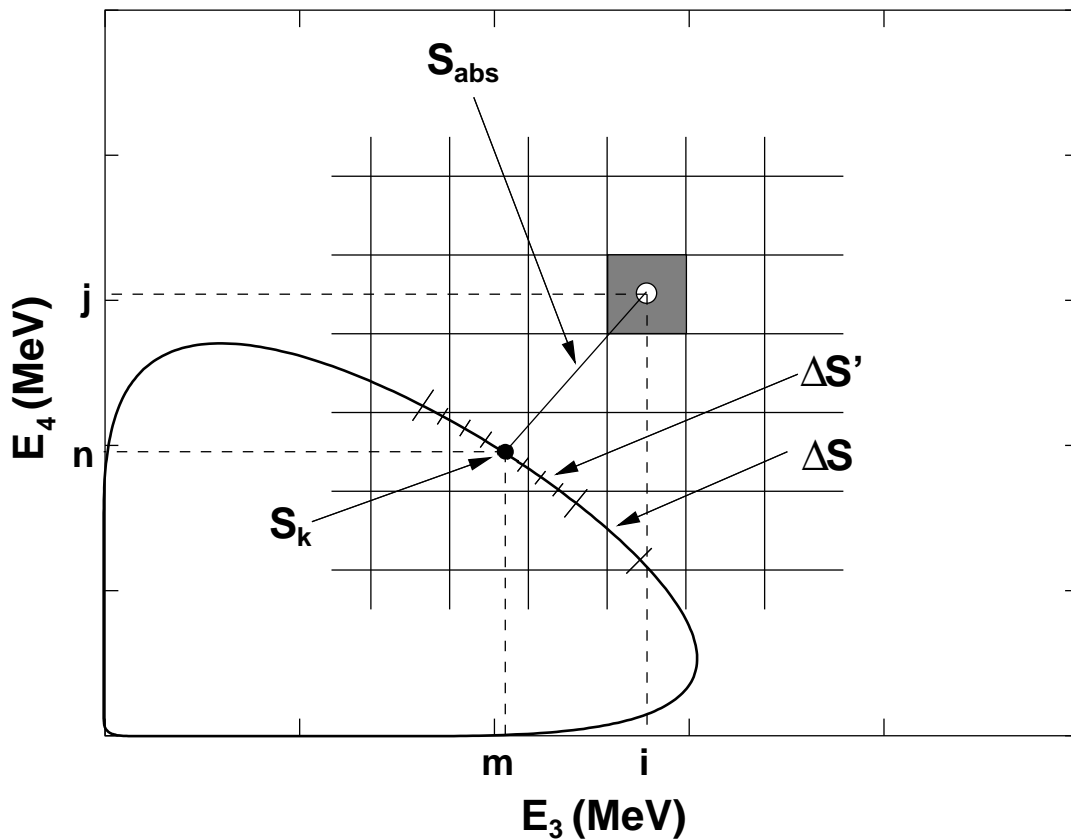


Abbildung 9.4: Erläuterung der S-Projektion anhand eines einzelnen 4-Tupel-Datenpunktes  $(E_3, E_4, \Delta t_{\text{exp}}, \Delta t_{\text{theo}})$ , im Beispiel an zwei verschiedenen kinematischen Kurven (mit verschiedenen Startpunkten der S-Kurve); das Ergebnis ist das 6-Tupel  $(E_3, E_4, \Delta t_{\text{exp}}, \Delta t_{\text{theo}}, S, S_{\text{abst.}})$ .

Im Diagramm 9.6 sind die Abstandsparameter  $S_{\text{abst.}}$  der im Polygonschnitt der Zeitdifferenzmatrix enthaltenen echten und zufälligen Ereignisse  $N_{3N+z}$  und zusätzlich die durch das Blähpolygon bestimmten und mit  $x_{\text{bläh}}^{-1}$  korrigierten zufälligen Koinzidenzen  $N_z$  eingetragen (schraffierte Fläche).

In Abbildung 9.7 ist  $S_{\text{abst.}}$  nach der Subtraktion von  $x_{\text{bläh}}^{-1} \cdot N_z$  dargestellt. Die Abstandsparameter der echten Aufbruchdaten  $N_{3N}$  liegen etwa gaußverteilt um die berechnete kinematische Kurve. Am geringen Untergrund



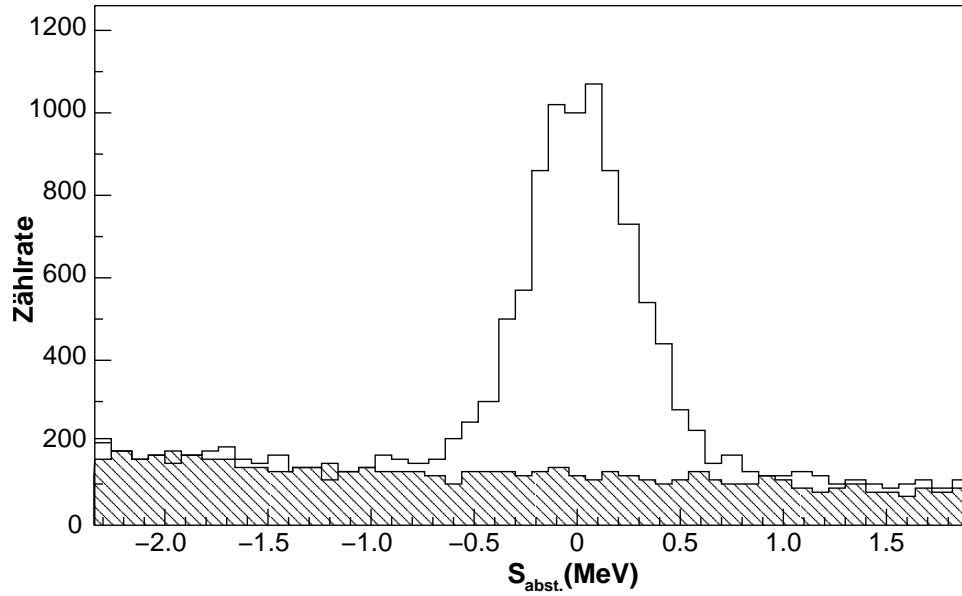


Abbildung 9.6: Der Abstandsparemeter  $S_{\text{abst.}}$  nach dem Schnitt im Zeitspektrum und der im Blähpolygon bestimmte Untergrund (schraffierte Fläche)

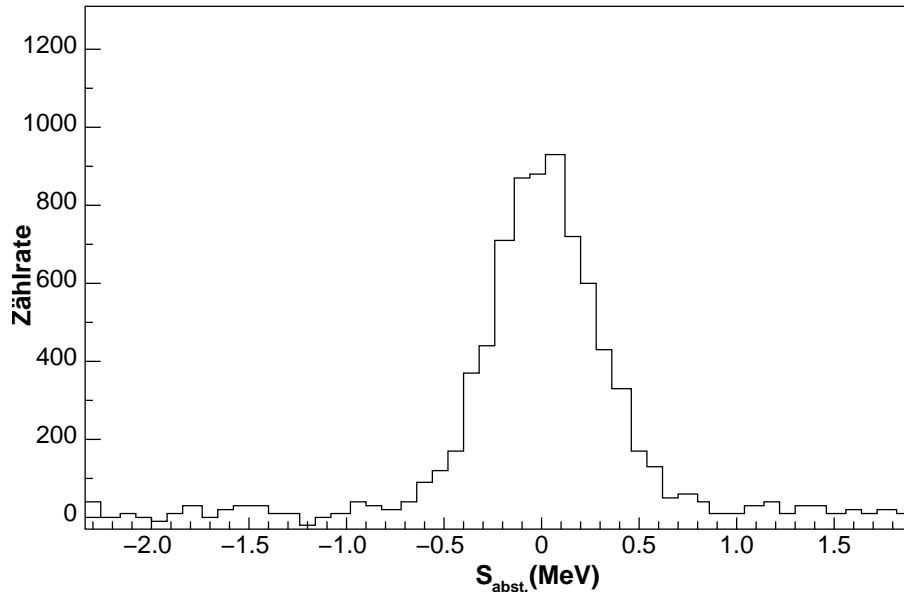


Abbildung 9.7: Der Abstandsparemeter  $S_{\text{abst.}}$  nach dem Abzug des im Blähpolygon bestimmten Untergrunds

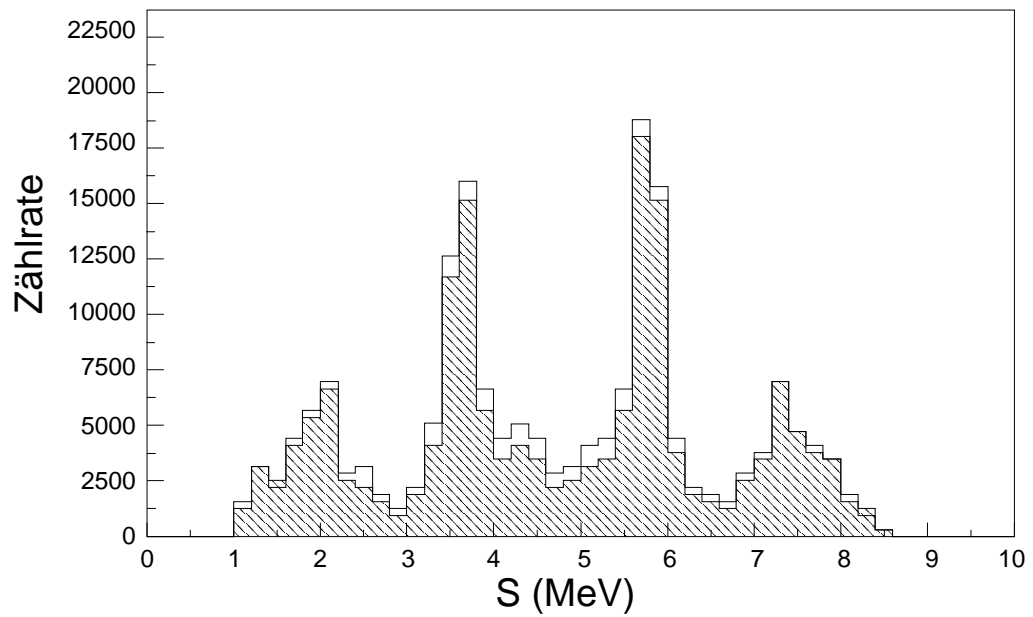


Abbildung 9.8: Die S-Kurve vor dem Abzug des im Blähpolygon bestimmten Untergrunds (schraffierte Fläche) am Beispiel des Intermediate Star

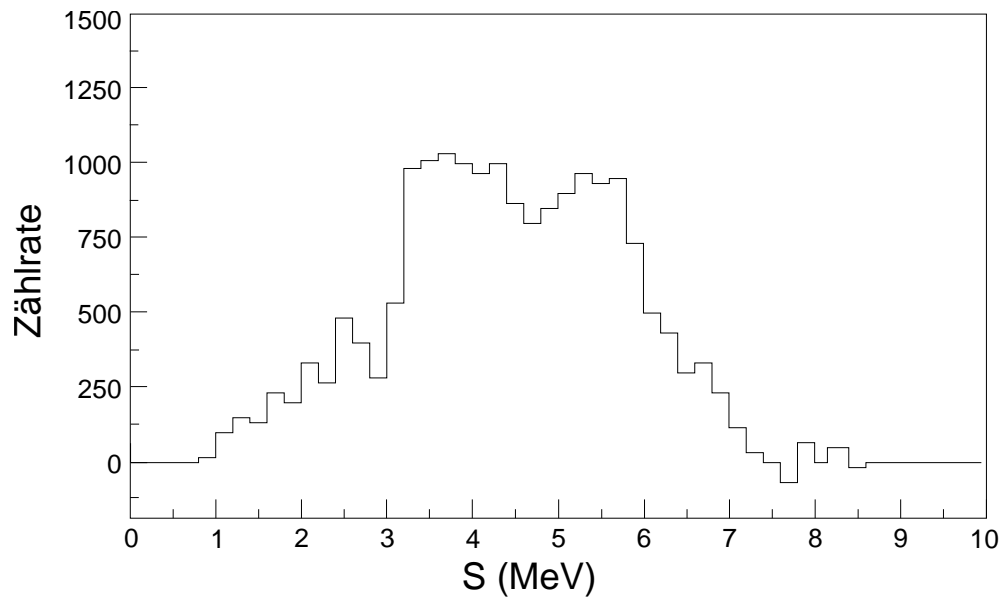


Abbildung 9.9: Die S-Kurve nach dem Abzug des im Blähpolygon bestimmten Untergrunds (IST)

Ein weiterer entscheidender Parameter bei der Analyse der Daten ist die Wahl des geeigneten Binnings. Die Wahl der Anzahl der Stützstellen auf der S-Kurve und damit die Anzahl und Größe der Intervalle  $\Delta S$  auf der Kurve sind sehr wichtig. Sie muß so getroffen werden, daß sie klein genug ist, um die Intensitätsverteilung entlang der S-Kurve aufzulösen, ohne dabei zu stark statistischen Schwankungen ausgeliefert zu sein.

Wird das Binning sehr klein gewählt, resultiert daraus auch ein größerer statistischer Fehler. Das Binning muß jeder der kinematischen Situationen neu angepaßt werden. Die Peaks in der FSI-Situation erfordern ein kleineres Binning, als die einer Plateau-Struktur ähnlichen Intensitätsverteilungen beim Coplanar und beim Intermediate Star. Bei solchen breiten, flachen Strukturen führt ein größeres Binning zu einer Glättung der Verteilung der Meßwerte und einer Reduzierung des Fehlers, da über ein größeres Intervall gemittelt wird.

Im Rahmen der Ergebnisse für die experimentellen Wirkungsquerschnitte (s. Kapitel 10) wird am Beispiel des Coplanar und des Intermediate Star das Verhalten der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Binnings gezeigt. Für beide Situationen wurden die Ergebnisse für Binnings von 0,2 MeV, 0,3 MeV und 0,4 MeV berechnet und verglichen (s. Abb. 10.1 (CST) bzw. Abb. 10.3 (IST) und 10.2 (CST & IST)). Es wird deutlich, daß beim CST die Wahl des 0,4 MeV Binnings als ausreichend angenommen werden kann, da sich zu starke statistische Schwankungen rausgemittelt haben und der Fehler durch eine höhere Zählrate je Intervall dort am kleinsten ist. Nach den gleichen Überlegungen wurde beim Intermediate-Star ebenfalls ein Binning von 0,4 MeV gewählt.

Die FSI-Situation erfordert jedoch ein kleineres Binning. Abbildung 9.10 zeigt, wie sensibel der Wirkungsquerschnitt in der Spitze des FSI-Peaks auf die Wahl des Binnings reagiert. Es wurden die Werte des Wirkungsquerschnitts für die Spitze des Peaks in Abhängigkeit des Binnings in 0,05 MeV Schritten bestimmt.

Es wird deutlich, daß ein zu großes Binning zu stark über die Flanken des Peaks mittelt, wodurch ein zu kleines Integral einen zu kleinen Wert

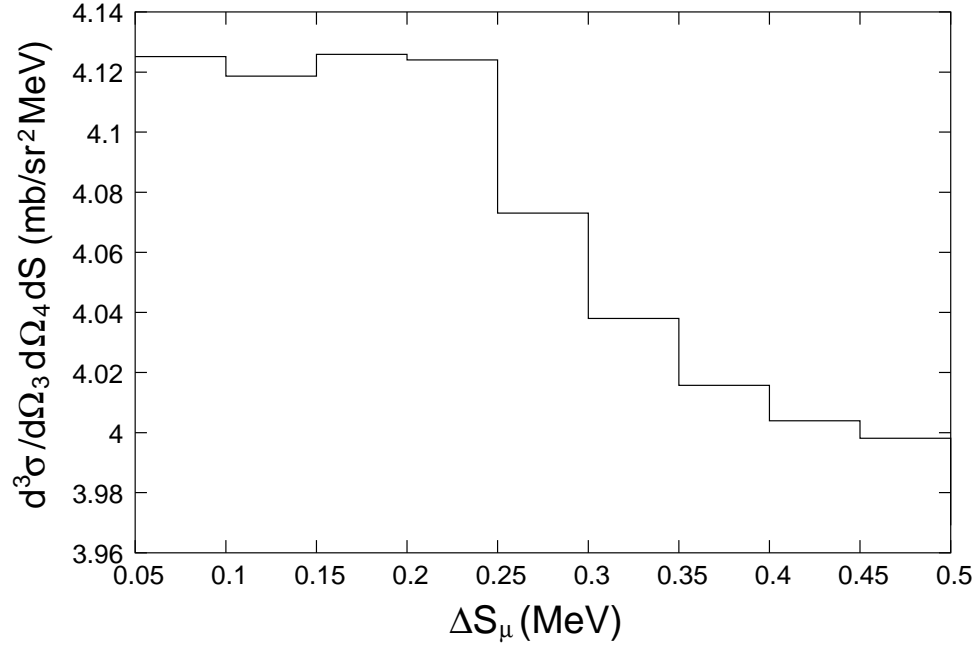


Abbildung 9.10: Der Wirkungsquerschnitt im Peak der FSI-Situation in Abhängigkeit von  $\Delta S_\mu$  (in 0,05 MeV Schritten)

für das Maximum des Wirkungsquerschnitts liefert. In diesem Fall fiel die Entscheidung zugunsten eines Binnings von 0,2 MeV. Von den Binnings, die die physikalische Struktur gut wiedergeben, ist es das größte und führt daher mit einer relativ großen Zählrate je Intervall zu einem kleinen statistischen Fehler. Da die FSI mit ihrem höheren Wirkungsquerschnitt in den Peaks eine um den Faktor 10 größere Zählrate als CST und IST hat, können trotz des um 50% kleineren Binnings im direkten Vergleich kleinere Fehler erzielt werden.



## **Teil IV**

# **Ergebnisse**



# 10 Ergebnisse

Die folgenden Ergebnisse wurden ausschließlich mit den in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Methoden erzielt. Sie zeigen den experimentellen Wirkungsquerschnitt als Funktion der Bogenlänge der S-Kurve. Die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte wurde nach der in Kapitel 4 beschriebenen Formel 4.5 durchgeführt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{exp}(\vartheta) = \frac{N_{34}}{\Delta\Omega_3 \cdot \Delta\Omega_4 \cdot \Delta S_\mu} \cdot \frac{\Delta\Omega_{Mon}}{N_{Mon}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{lab}_{Mon}$$

$\Delta\Omega_3$ ,  $\Delta\Omega_4$  und  $\Delta\Omega_{Mon}$  wurden in Kapitel 5.3 beschrieben. Kapitel 8 erläutert, wie  $N_{Mon}$  bestimmt wird. Die Wahl von  $\Delta S_\mu$  basiert auf den Überlegungen aus Abschnitt 9.2.

Ein systematischer Fehler ergibt sich aus dem Fehler der Raumwinkel der Koinzidenz- und der Monitor-Detektoren. Außerdem tragen der Fehler des Wirkungsquerschnitts der Monitorreaktion  ${}^2\text{H}(\text{p,p}){}^2\text{H}$  und der Fehler aus dem Untergrundabzug zum systematischen Fehler bei.

Die Zählraten innerhalb der Intervalle  $\Delta S_\mu$  auf der S-Kurve, über die integriert werden, und der Monitorreaktion unterliegen statistischen Schwankungen. Das führt zusätzlich zu einem statistischen Fehler. Der Gesamtfehler der bestimmten Wirkungsquerschnitte liegt im Bereich von 1,5 - 3% und ist in den Diagrammen mit angegeben.

Die Ergebnisse werden mit den theoretischen Kurven gezeigt. Sie wurden nach CD-Bonn NN berechnet, jeweils ohne die  $2\pi$ -Austausch Tucson-Melbourne 3NF und ohne Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung.

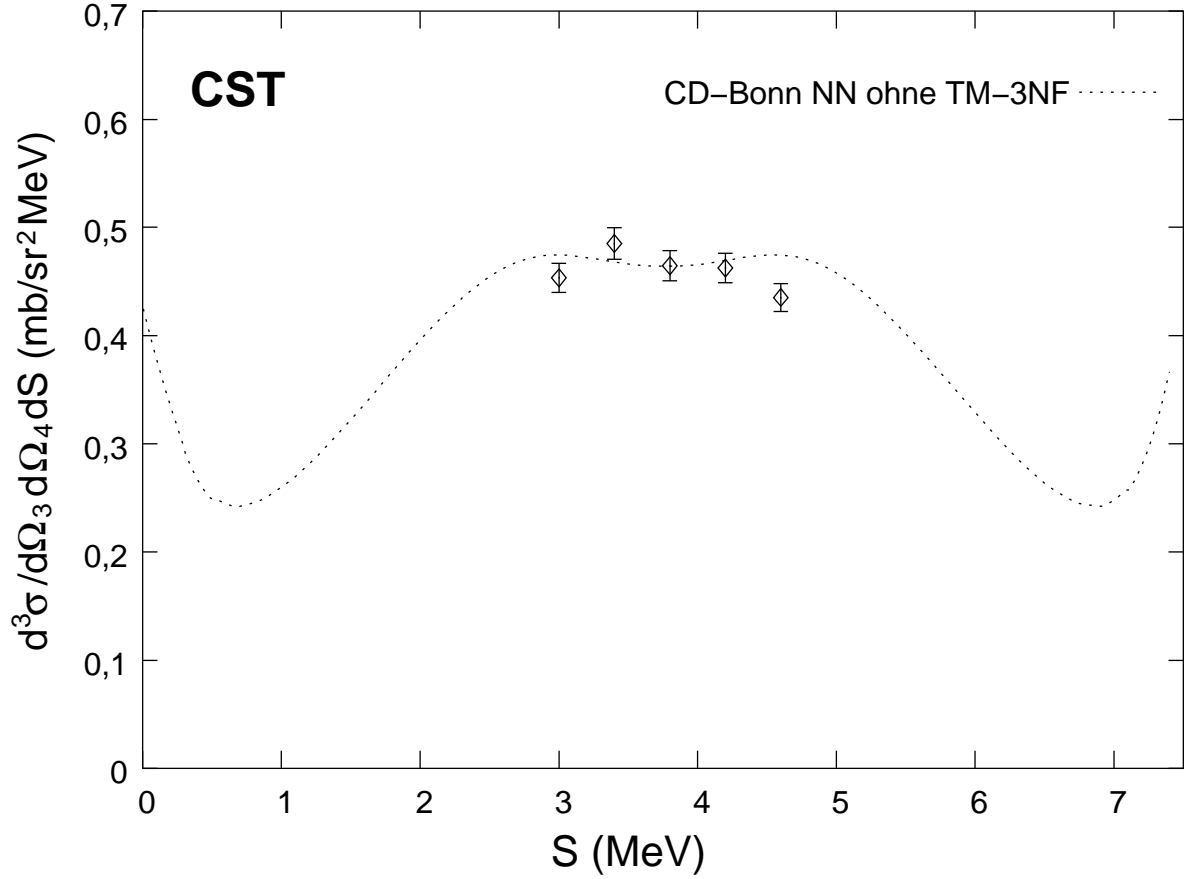
**Coplanar Star**

Abbildung 10.1: Experimentelle Wirkungsquerschnitte des Coplanar Star mit einem Binning der S-Stützstellen von 0,4 MeV

Der Coplanar Star konnte im Bereich der S-Kurve von 2,8 - 4,8 MeV ausgewertet werden (s. Abb 10.1 u. 10.2). Außerhalb dieses Bereichs ist der beim Coplanar Star sowieso sehr niedrige Wirkungsquerschnitt zu klein, um in einer im Rahmen dieser Arbeit realisierbaren Meßzeit aussagekräftige Ergebnisse zu erzielen. Zusätzlich liegt die S-Kurve in diesen Bereichen bei Energien  $E_3$  bzw.  $E_4$  nahe Null (s. Abb. 3.5). Daher steigt dort der Untergrund stark an und erschwert ein Herauspräparieren der gesuchten Aufbruchereignisse.

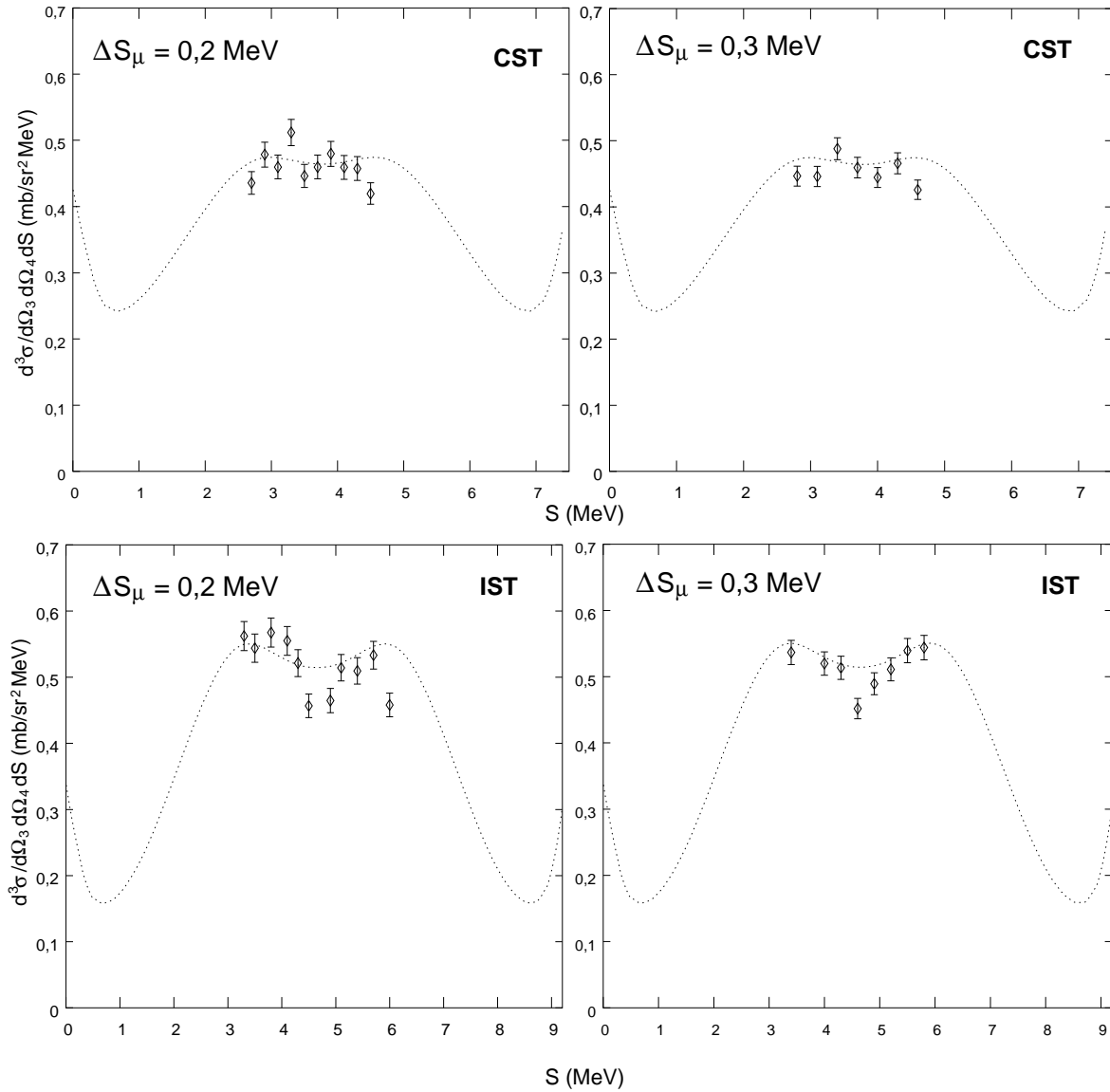


Abbildung 10.2: Experimentelle Wirkungsquerschnitte des Coplanar und des Intermediate Star mit einem Binning der S-Stützstellen von 0,2 (links) und 0,3 MeV (rechts)

Die Wahl des Binnings von  $\Delta S$  fiel auf 0,4 MeV (s. Abb. 10.1). am nächsten Abbildung 10.2 zeigt die Ergebnisse für ein Binning von 0,2 bzw. 0,3 MeV, welche stärkere statistische Schwankungen verursachen. Die Fehler liegen im Bereich von knapp 3%.

## Intermediate Star

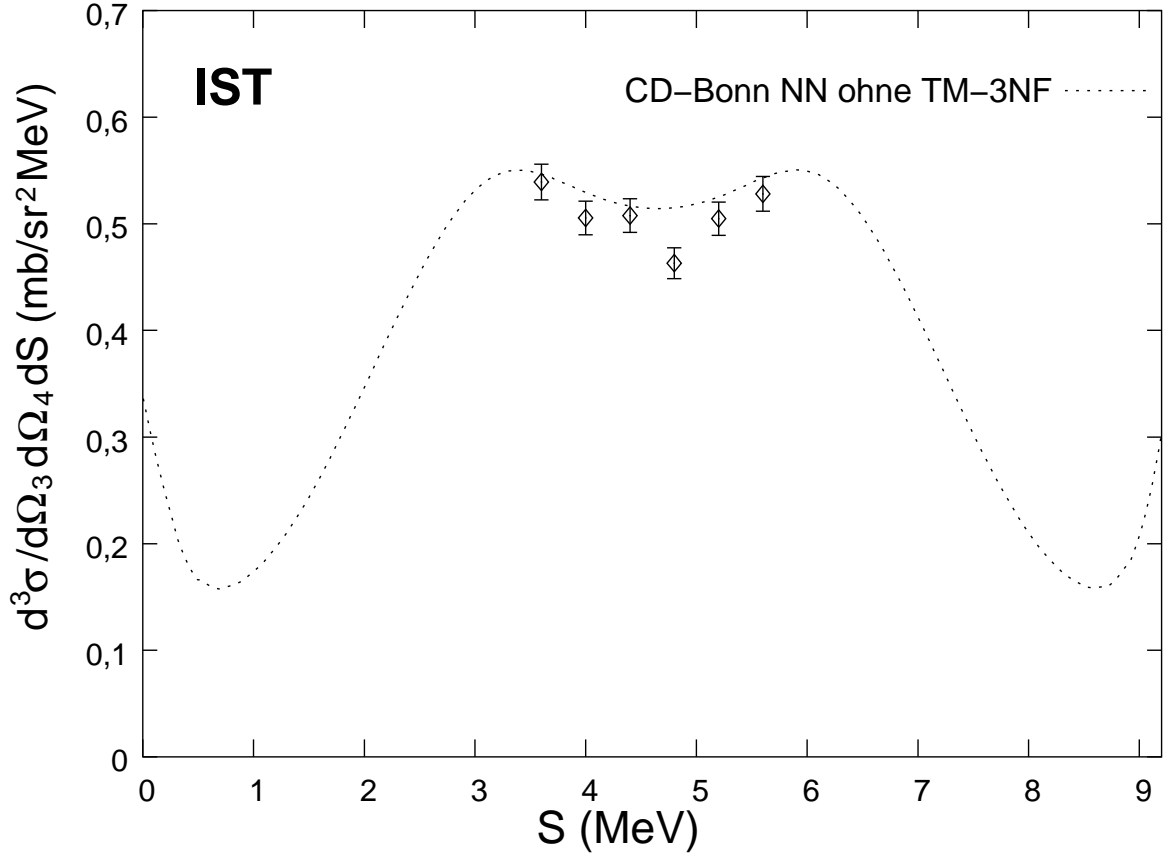


Abbildung 10.3: Experimentelle Wirkungsquerschnitte des Intermediate Star mit einem Binning der S-Stützstellen von 0,4 MeV

Für den Intermediate Star konnte, als interessanter Bereich, mit dem Intervall von 3,4 bis 5,8 MeV das gesamte Plateau der S-Kurve ausgewertet werden. Auch hier liegen die Bereiche jenseits dieses Intervalls bei zu niedrigen Energien und zu kleinen Wirkungsquerschnitten, um zu aussagekräftigen Ergebnissen führen zu können. Die Ergebnisse wurden mit einem Binning von 0,4 MeV erzielt (s. Abb. 10.3). Die Ergebnisse mit einem Binning von 0,2 bzw. 0,3 MeV werden in den Diagrammen von Abbildung 10.2 gezeigt. Die Gesamt-Fehler liegen wie beim Coplanar Star bei knapp 3%.

## Endzustandswechselwirkung

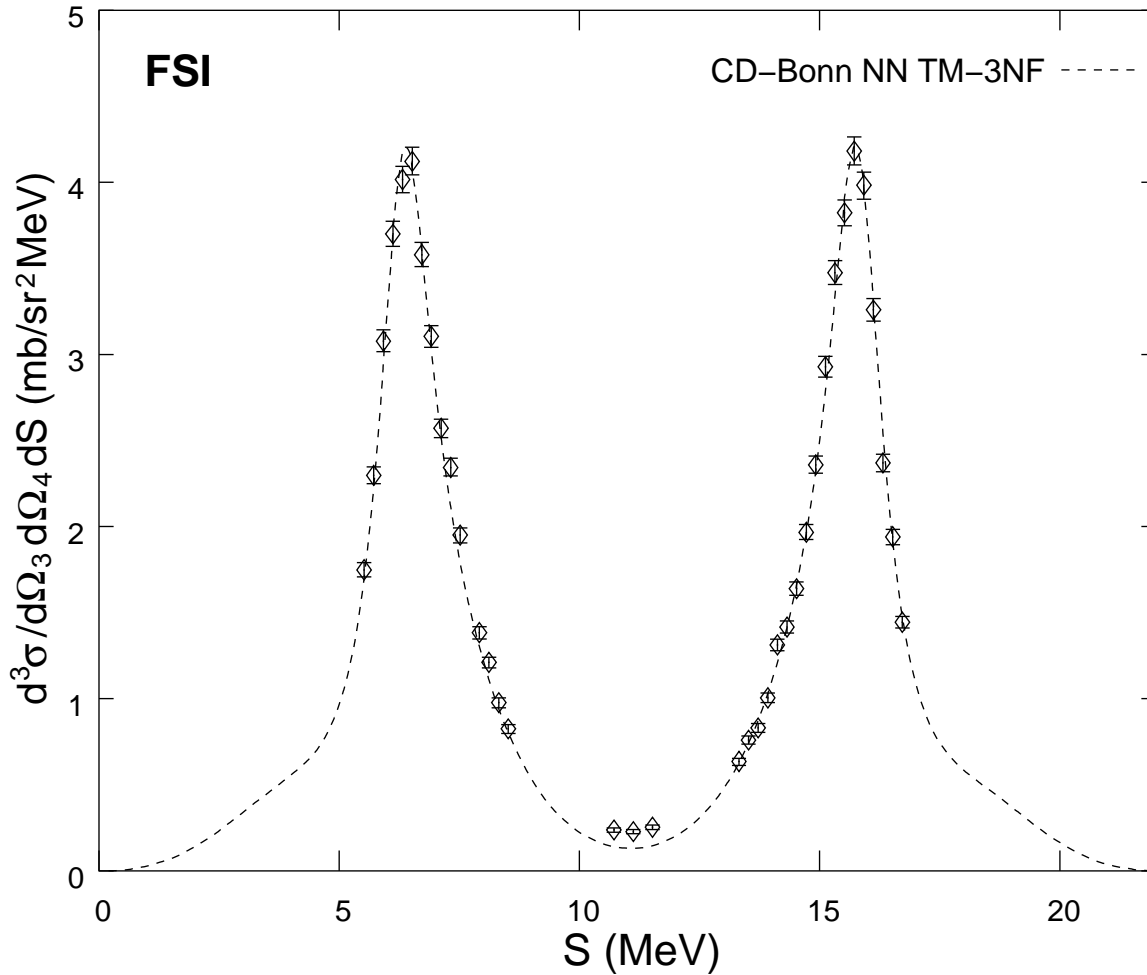


Abbildung 10.4: Experimenteller Wirkungsquerschnitt der Endzustandswechselwirkung (FSI)

Die Endzustandswechselwirkung nahm aufgrund ihres hohen Wirkungsquerschnitts und der hohen Energien der gestreuten Protonen eine Sonderrolle in dieser Messung ein. Sie konnte dadurch wesentlich besser vom Untergrund getrennt werden und wurde mit einer deutlich höheren Zählrate registriert. Auch bei der FSI war der Bereich, in dem ausgewertet werden konnte, beschränkt. Nur in dem Energieintervall von 5,4 MeV

bis 16,8 MeV waren die Energien  $E_3$  und  $E_4$  groß genug und daher der Untergrund nicht zu stark, um die Aufbruchdaten herauspräparieren zu können.

Sie mußte allerdings mit kleinerem Binning ausgewertet werden, um die Struktur der FSI-Peaks auflösen zu können (s. Kapitel 9). Als Binning wurde 0,2 MeV gewählt. Trotz des kleineren Binnings lag der Fehler in den Peaks bei nur 1,5 - 2,4%.



# 11 Diskussion

Der Vergleich der Faddeevrechnungen mit dem CD-Bonn NN-Potential jeweils mit und ohne Tucson-Melbourne 3NF zeigt keinen starken Einfluß der Dreikörperkraft bei 16 MeV auf die Wirkungsquerschnitte der hier gemessenen kinematischen Konfigurationen (s. Abb. 2.5). Im Bereich der Meßpunkte bei Coplanar und Intermediate Star liegt der maximale Effekt der TM-3NF bei 1,5% (IST) bzw. 2,1% (CST). Die Endzustandswechselwirkung zeigt die geringste Empfindlichkeit auf die TM-3NF. Hier macht sich der Einfluß nur in den Spitzen der beiden Peaks mit jeweils 1% bemerkbar. Das verdeutlicht den sehr geringen Anteil der Dreikörperkraft an der Gesamtwechselwirkung des 3N-Systems bei  $E_p = 16$  MeV.

Bei der Diskussion der Ergebnisse muß beachtet werden, daß die aufgenommenen Daten nicht aus einer - experimentell nicht realisierbaren - Messung mit Punktgeometrie stammen. Der endliche Öffnungswinkel der Detektorblenden verursacht immer eine Verschmierung. Die in Kapitel 10 zum Vergleich benutzten Faddeevrechnungen sind allerdings unter der Annahme einer Punktgeometrie mit den bereits angegebenen Winkeln (s. Tab. 3.1) gemacht worden.

Für eine genauere Betrachtung der aufgenommenen Daten muß diese endliche Geometrie berücksichtigt werden. Der experimentelle Aufbau bewirkt, daß die gemessenen Ereignisse auf unendlich vielen kinematischen Kurven liegen, die sich um die kinematische Kurve der Punktgeometrie gruppieren. Eine exakte Aussage wäre nur durch eine Mittelung über diese Kurven möglich. Da eine Integration über unendlich viele Kurven nicht realisierbar ist, ist eine Näherung dieser Methode durchgeführt worden.

Dafür wurde ein Raster aus  $x$  gleichgroßen Teilflächen über die Blendenöffnungen der beiden Koinzidenzdetektoren gelegt. Dann wurde zu allen der  $x^2$  möglichen Kombinationen der Teilflächen des einen Zählers mit dem anderen die entsprechende kinematische Kurve berechnet. Über diese wurde dann gemittelt, um sich dem tatsächlichen Wert anzunähern. Die Genauigkeit dieser Mittelung wird durch die Größe von  $x$  bestimmt. Abbildung 11.1 zeigt die Einteilung der kreisförmigen Blendenöffnung in  $x = 9$  Segmente mit dem Schwerpunkt der Teilflächen als geometrischer Punkt für die Berechnung der  $x^2 = 81$  S-Kurven, über die anschließend gemittelt wurde.

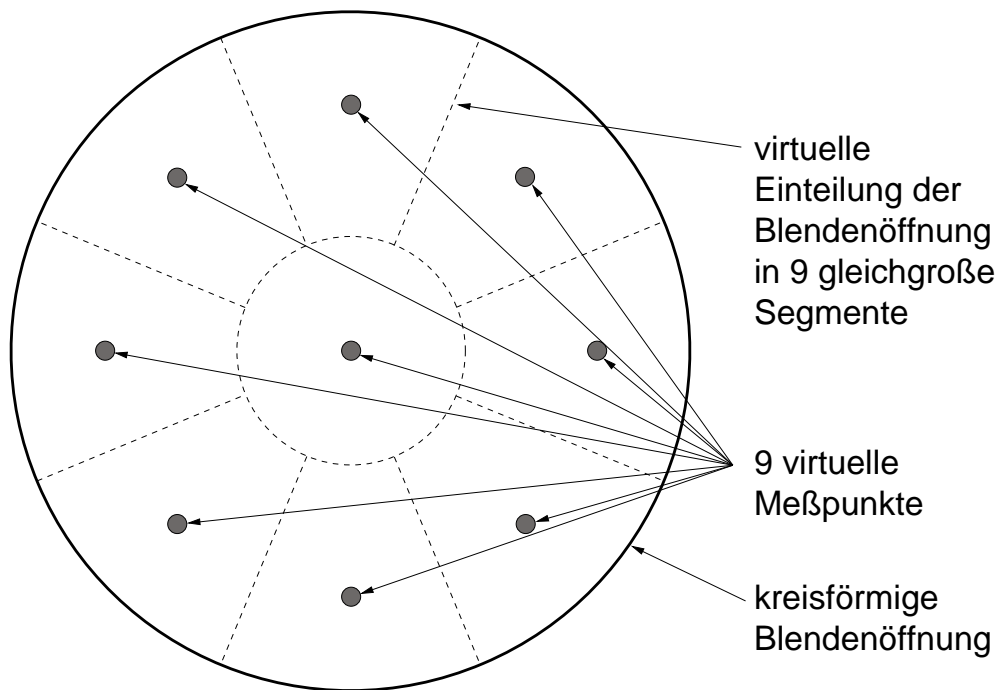


Abbildung 11.1: Einteilung der Blendenöffnung in virtuelle Teilflächen

Die Berechnungen der korrigierten Kurven mit  $x = 9$  wurden für alle drei kinematischen Situationen durchgeführt. Die Mittelung über die  $x^2 = 81$  S-Kurven zeigt allerdings nur in den Peaks der FSI eine relevante Abweichung (s. Abb. 11.2). Dort wirkt sich die Korrektur aber auch nur durch eine Absenkung des Wirkungsquerschnitts um 1,2% aus. Die

S-Kurven des Coplanar und des Intermediate Star zeigen dagegen keine Unterschiede.

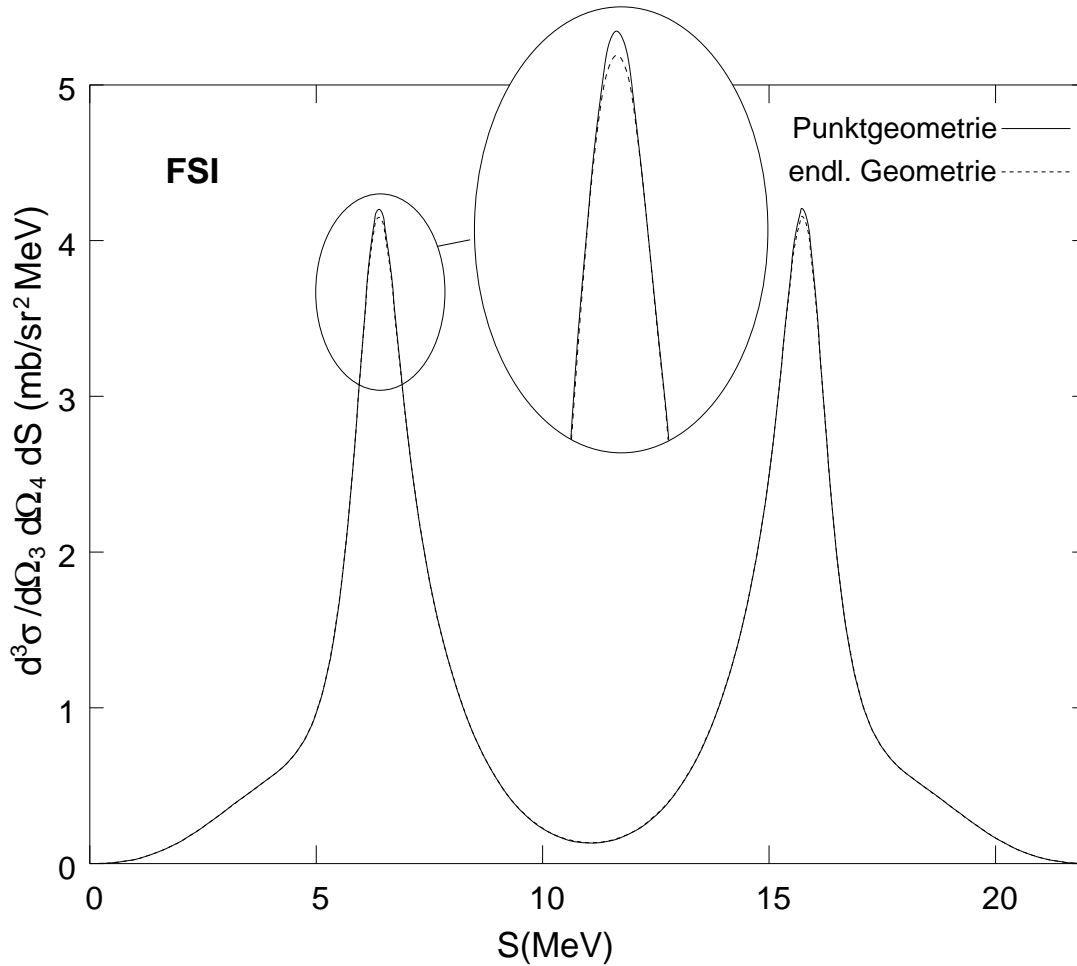


Abbildung 11.2: Vergleich der Wirkungsquerschnitte der FSI: Punktgeometrie und endl. Geometrie

Bei der Gegenüberstellung der experimentellen Daten aus der neutroneninduzierten und der protoneninduzierten Aufbruchreaktion stehen zwei Aspekte im Vordergrund, zum einen eine Aussage über die große Diskrepanz der Daten aus der FSI-Neutronenmessung mit den theoretischen Vorhersagen und zum anderen Erkenntnisse über den Einfluß der Coulombwechselwirkung durch einen direkten Vergleich der Neutronendaten

mit denen aus dieser Messung. Bei der Betrachtung der Neutronenmessung muß der deutlich größere Fehler der Meßpunkte berücksichtigt werden, der durch den im Vergleich mit den Protonen aufwendigeren Nachweis der Neutronen verursacht wird.

### Coplanar Star

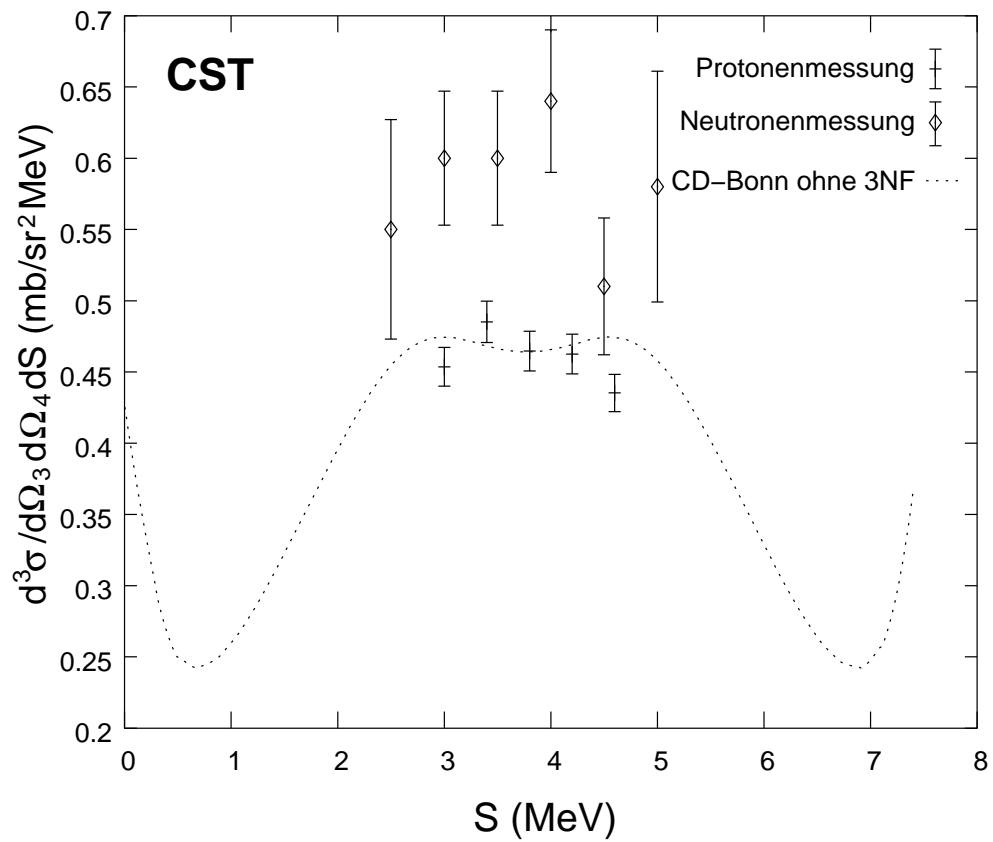


Abbildung 11.3: Experimentelle Wirkungsquerschnitte des Coplanar Star aus der Protonen- und der analogen Neutronenmessung

Die experimentellen Wirkungsquerschnitte in der CST-Situation werden von den theoretischen Vorhersagen (CD-Bonn NN ohne 3NF) im Rahmen ihres Fehlers relativ gut beschrieben (s. Abb. 11.3). Die Neutronendaten

liegen deutlich über den hier erhaltenen Protonendaten.

Schon bei früheren Messungen von Star-Konfigurationen mit Energien zwischen 10 und 20 MeV (vor allem der häufig untersuchte Space Star) lagen die Daten aus p-d-Aufbruchmessungen unter denen aus den Neutronenmessungen. Hier könnte sich die nicht berücksichtigte Coulombwechselwirkung auswirken, wofür die Abnahme der Differenz mit steigender Einschußenergie beim Space Star spricht [Bod98]. Dadurch werden allerdings nicht die Diskrepanzen zwischen den Wirkungsquerschnitten aus der Neutronenmessung und den Faddeevrechnungen erklärt.

### Intermediate Star

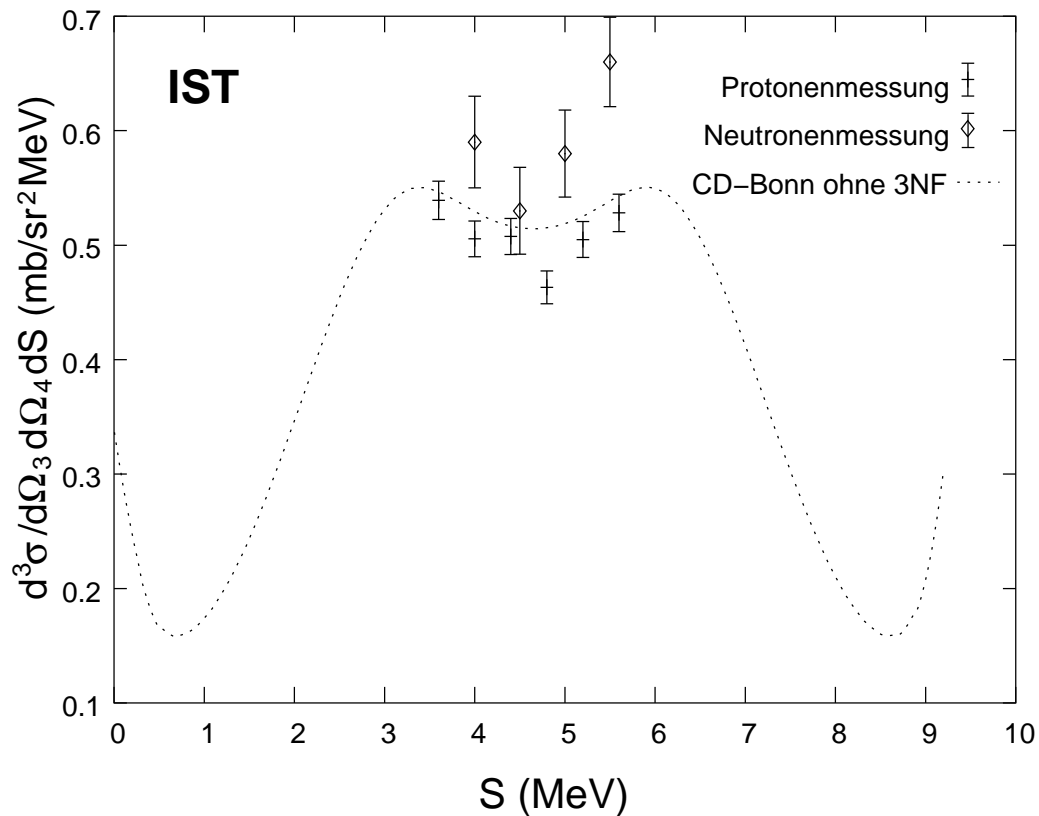


Abbildung 11.4: Experimentelle Wirkungsquerschnitte des Intermediate Star aus der Neutronen- und der Protonenmessung

Wie beim Coplanar Star werden auch beim Intermediate Star die experimentellen Daten im Rahmen der Fehlerrechnung von den Faddeevrechnungen gut beschrieben. (s. Abb. 11.4). Auch beim IST liegen die mit größeren Fehlern behafteten n-d-Daten über der Theorie und den hier bestimmten Daten. Allerdings müssen die Ergebnisse für die Neutronenmessung mit Vorsicht behandelt werden, da sie nicht in einer endgültigen Version vorliegen [Cro01].

### Endzustandswechselwirkung

Die Wirkungsquerschnitte der FSI liegen in sehr guter Übereinstimmung mit der Theorie (s. Abb. 11.5). Die zum Vergleich benutzten theoretischen Vorhersagen sind die zu Beginn dieses Kapitels beschriebenen Ergebnisse aus der Mittelung über 81 kinematische Kurven. Aufgrund der nur 1,2% großen Abweichung von der Punktgeometrie (lediglich in den Spitzen der Peaks) beschreibt auch die Punktgeometrie die experimentellen Daten im Rahmen der Fehler gut.

In der FSI stimmten bisher bei verschiedenen Messungen der p-d-Aufbruchreaktion (bei Energien  $E_p$  von 10 bis 20 MeV) die experimentellen Wirkungsquerschnitte immer sehr gut mit den theoretischen Vorhersagen überein (z.B. [Rau91], [Pat95] und [Prz98]). Aber auch bisherige Neutronenmessungen zeigten sowohl mit der Theorie als auch mit den Protonendaten immer eine gute Übereinstimmung (z.B. [Str89] und [Geb93]). Daher sind die guten Ergebnisse dieser Arbeit zu erwarten gewesen. Die früheren Messungen und die Tatsache, daß an der np-FSI in erster Näherung die Coulombkraft nicht beteiligt sein kann, sprechen dafür, daß man diese vernachlässigen kann. Umso erstaunlicher ist die Nichtübereinstimmung mit der n-d-Aufbruchmessung bei 16 MeV.

Da bei 16 MeV vor der Neutronenmessung weder Neutronen- noch Protonendaten für die Wirkungsquerschnitte der FSI- und Star-Konfigurationen vorlagen, existierte vor dieser p-d-Messung grundsätzlich die Möglichkeit, die Diskrepanzen durch Probleme in der Theorie zu erklären (obwohl Abweichungen von solchem Ausmaß sicher nicht zu erwarten

waren). Gegen Probleme in der Theorie sprechen jetzt auch eindeutig die hier gezeigten Ergebnisse. Das führt zwangsläufig zu einer Infragestellung der experimentellen Wirkungsquerschnitte der FSI-Neutronenmessung.

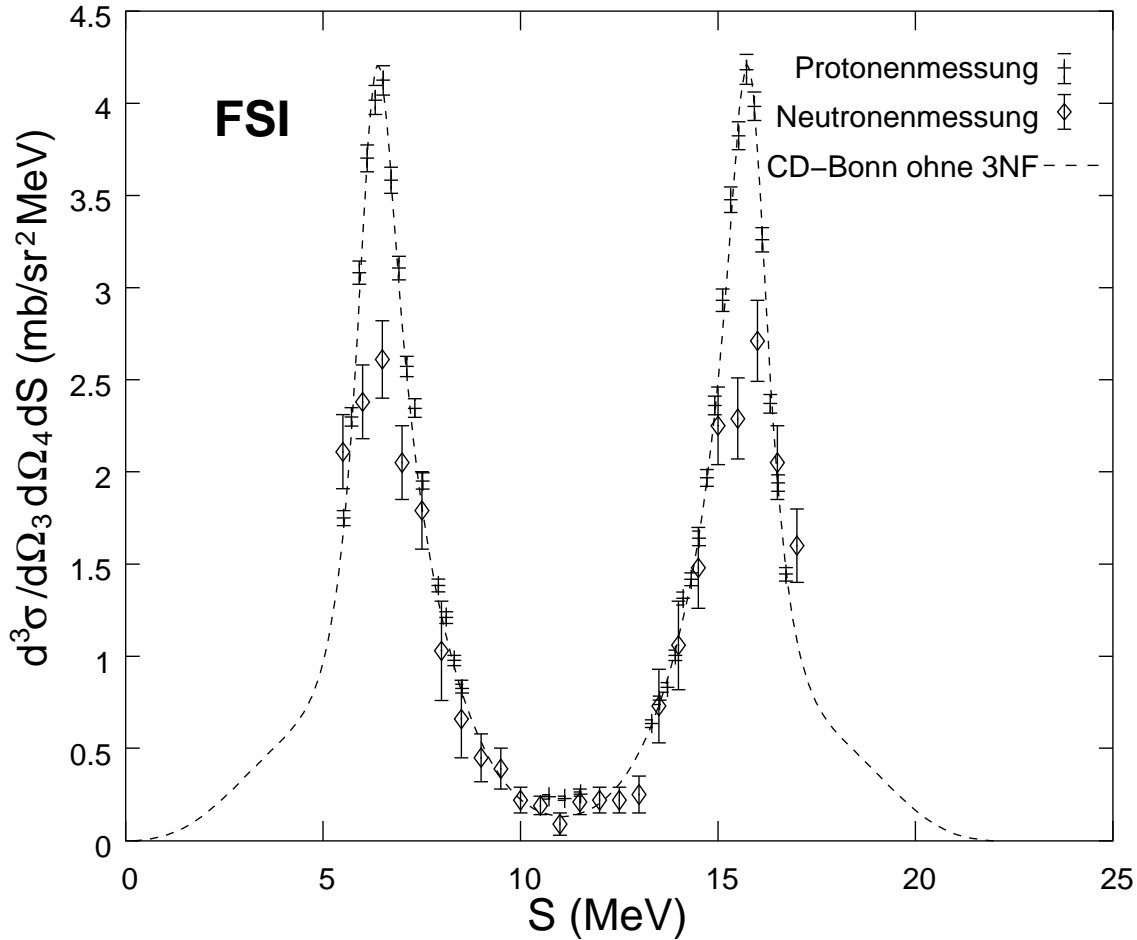


Abbildung 11.5: Experimentelle Wirkungsquerschnitte der Final State Situation aus der Neutronen- und der Protonenmessung

Da der Einfluß der Dreikörperkraft in der FSI bei 16 MeV sehr klein ist (s.o.), kann keine eindeutige Aussage zugunsten oder zuungunsten der 3NF gemacht werden. Die Daten werden im Rahmen ihres Fehlers sowohl mit als auch ohne 3NF von den Faddeevrechnungen mit CD-Bonn NN gut beschrieben.





## 12 Ausblick

Durch die gute Übereinstimmung der FSI-Wirkungsquerschnitte mit der Theorie (CD-Bonn NN) ist die analoge Neutronenmessung erheblich in Frage gestellt. Die Aussagekraft dieser Messung muß neu geprüft und diskutiert werden, ebenso wie die Zuverlässigkeit der verwendeten Meßapparaturen und Auswerteverfahren. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit bezeugen im Kontext bisheriger n-d- und p-d-Messungen die gute Übereinstimmung der theoretischen Vorhersagen mit experimentellen Ergebnissen in der FSI-Konfiguration.

Wenn eine deutliche Aussage zugunsten oder zuungunsten der Dreikörperkraft aufgrund des geringen Einflusses der Tucson-Melbourne-3NF auf die betrachteten kinematischen Situationen bei  $E_p = 16$  MeV überhaupt getätigt werden kann, dann nur durch eine starke Reduzierung des Fehlers. Dies ist nur durch eine sehr viel längere Meßdauer und bei deutlich kleineren Raumwinkeln  $\Omega_3$  und  $\Omega_4$  möglich, wodurch die nötige Meßdauer nochmals vergrößert wird. Ob das notwendig und erfolgversprechend ist, müßte diskutiert werden.

Die Abweichungen der Wirkungsquerschnitte beim Coplanar und Intermediate Star von den Daten aus der Neutronenmessung [Cro01] könnten zumindest teilweise mit dem Einfluß der Coulombwechselwirkung erklärt werden. Die Theorie ist bisher jedoch noch nicht in der Lage, die Coulombwechselwirkung, die erfolgreich in den Rechnungen zur elastischen N-d-Streuung benutzt wird, in die Rechnungen zum Aufbruch zu integrieren. Würde dies gelingen, wäre es sicher ein wichtiger Schritt zur erfolgreichen Beschreibung der Wenig-Nukleonensysteme, zumal meist -

wie auch in dieser Arbeit - die Genauigkeit der Protonenmessungen besser ist als die der Neutronenexperimente. Aber auch eine Integration der Coulombkraft kann die Abweichungen der Theorie von den n-d-Daten in den Star-Konfigurationen nicht erklären. Dieses Problem ist nicht allein durch weitere Experimente zu lösen.

Wirkliche Fortschritte beim Dreinukleonenproblem wird erst eine bessere Beschreibung der experimentellen Daten durch die Theorie erreichen. Dazu gehört vor allen Dingen die Beschreibung des Space Star, des  $A_y$ -Puzzle und der quasifreien Streuung, bei der bisher allerdings kaum Daten aus dem n-d-Aufbruch vorliegen. Wie die Faddeevrechnungen mit den *klassischen* Potentialen, z.B. dem hier benutzten CD-Bonn NN-Potential, stößt bisher auch die Chirale-Störungstheorie auf dieselben Probleme. NLO und NNLO sind auch nicht in der Lage, die genannten Diskrepanzen zu beheben. Man wird sehen, ob in der nächst höheren Ordnung (NNNLO), deren Ergebnisse bald vorliegen sollen und die zusätzliche 3NF berücksichtigen wird [Epe03], genauere theoretische Vorhersagen geliefert werden können.

Der neue Koinzidenz-Analysator hat bei seiner ersten Bewährungsprobe seine Funktionsfähigkeit unter Beweis gestellt. In der ebenfalls mit dem neuen System gemessenen Aufbruchreaktion  $^1\text{H}(\vec{d}, pp)n$  [Ley04] wurden erfolgreich 16 Koinzidenzen gleichzeitig aufgenommen. Das System erlaubt aber eine noch deutlich höhere Anzahl von Koinzidenzen, als Kombination aus den 16 zur Verfügung stehenden Eingangskanälen. Durch die Nutzung einer zweiten MLU lassen sich in einer weiteren Ausbaustufe 16 zusätzliche Kanäle in das System integrieren, die wiederum untereinander in jeder möglichen Kombination als Koinzidenz aufgenommen werden können.

Auch die für die Erweiterung nötigen zusätzlichen Module (ein weiterer HV, eine PTQ, zwei TFAs, ein CFD, zwei TFCs und drei QDCs) sind bereits vorhanden und räumlich in das System integriert. Zum Beispiel lassen sich mit ortsauflösenden Halbleiter-Microstrip-Detektoren auf diese Weise eine große Anzahl von kinematischen Konfigurationen gleichzeitig aufnehmen. Bei einer Beschränkung auf Zwei-Teilchen Koinzidenzen

---

(zwei gleichzeitig ansprechende Detektoren) wären hier 272 verschiedene Kombinationen denkbar. Ein solcher Meßaufbau scheint jedoch nur dann sinnvoll, wenn die Auswertemechanismen durch Automatisierung in ihrem Aufwand deutlich vereinfacht werden, da sich ansonsten, im Vergleich zu dieser Arbeit, die Dauer der Auswertung fast ver Hundertfacht. Solche Messungen sind dann zumindest im Rahmen einer einzelnen Doktorarbeit nicht mehr denkbar.



# **Teil V**

# **Anhang**



# Meßergebnisse in tabellarischer Form

$S(MeV)$	$\sigma(\frac{mb}{sr^2 MeV})$	$\Delta\sigma(\frac{mb}{sr^2 MeV})$
3,0	0.453534	0.013606
3,4	0.485112	0.014553
3,8	0.464679	0.013940
4,2	0.462512	0.013875
4,6	0.435269	0.013058

Tabelle 12.1: CST - Ergebnisse

$S(MeV)$	$\sigma(\frac{mb}{sr^2 MeV})$	$\Delta\sigma(\frac{mb}{sr^2 MeV})$
3,6	0.539118	0.016713
4,0	0.505534	0.015672
4,4	0.507655	0.015737
4,8	0.463111	0.014356
5,2	0.504827	0.015650
5,6	0.528159	0.016373

Tabelle 12.2: IST - Ergebnisse

$S$ ( $MeV$ )	$\sigma$ ( $\frac{mb}{sr^2 MeV}$ )	$\Delta\sigma$ ( $\frac{mb}{sr^2 MeV}$ )	$S$ ( $MeV$ )	$\sigma$ ( $\frac{mb}{sr^2 MeV}$ )	$\Delta\sigma$ ( $\frac{mb}{sr^2 MeV}$ )
5.52	1.74917	0.04113	13.32	0.63547	0.02104
5.72	2.29843	0.05030	13.52	0.76126	0.02353
5.92	3.08030	0.06305	13.72	0.83121	0.02487
6.12	3.70058	0.07304	13.92	1.00580	0.02813
6.32	4.01669	0.07809	14.12	1.31377	0.03364
6.52	4.12405	0.07981	14.32	1.41788	0.03546
6.72	3.58184	0.07113	14.52	1.64019	0.03928
6.92	3.10632	0.06348	14.72	1.96768	0.04481
7.12	2.57170	0.05479	14.92	2.36024	0.05132
7.32	2.34560	0.05108	15.12	2.93010	0.06062
7.52	1.95087	0.04453	15.32	3.47557	0.06943
7.92	1.38372	0.03487	15.52	3.82312	0.07500
8.12	1.21184	0.03184	15.72	4.18261	0.08074
8.32	0.97815	0.02762	15.92	3.98253	0.07755
8.52	0.82470	0.02475	16.12	3.25977	0.06595
10.72	0.23749	0.01193	16.32	2.37054	0.05149
11.12	0.22936	0.01171	16.52	1.94003	0.04435
11.52	0.25321	0.01236	16.72	1.44553	0.03594

Tabelle 12.3: FSI - Ergebnisse



# Tabellenverzeichnis

2.1	Tritonbindungsenergien der verschiedenen Präzisionspotentiale mit und ohne 3NF-TM . . . . .	16
3.1	Detektorpositionen . . . . .	23
7.1	Teilchenenergien in Abhängigkeit der Detektorpositionen .	61
12.1	CST - Ergebnisse . . . . .	III
12.2	IST - Ergebnisse . . . . .	III
12.3	FSI - Ergebnisse . . . . .	IV



# Abbildungsverzeichnis

1.1	FSI-Wirkungsquerschnitt von ${}^2\text{H}(\text{n},\text{nn}){}^1\text{H}$ bei 16 MeV . .	3
2.1	Hierarchie der Kernkräfte in der $\chi\text{PT}$ . . . . .	9
2.2	Einbosonaustausch (OBE) . . . . .	11
2.3	Zwei-Pionen-Austausch . . . . .	14
2.4	Space-Star-Dikrepanzen bei 13 MeV . . . . .	15
2.5	Wirkungsquerschnitte der drei Konfigurationen . . . . .	17
3.1	Ejektile in der Star-Konfiguration . . . . .	20
3.2	Impuls-Schema der Star-Konfigurationen . . . . .	21
3.3	Impuls-Schema für die FSI-Konfiguration . . . . .	22
3.4	Erläuterungen zu den Winkelangaben im Laborsystem . .	23
3.5	Kinematische Kurven der FSI- und Star-Konfigurationen .	25
5.1	Schematischer Aufbau des Beschleunigungssystems . . . .	36
5.2	Aufbau in der Streukammer . . . . .	37
5.3	Foto des Experiment-Aufbaus . . . . .	38
5.4	Detektorhalterungen auf gebogenen Schienen . . . . .	39
5.5	Silizium-Oberflächensperrschicht-Detektoren . . . . .	40
5.6	Messing-Blenden . . . . .	41
6.1	Schematischer Aufbau des neuen Koinzidenz-Analysators	44
6.2	Schematische Abbildung des 16 Bit-Listmode . . . . .	45
6.3	Aufbau eines 16 Bit Statusworts . . . . .	46
6.4	Aufbau eines 16 Bit Datenworts . . . . .	46
6.5	Aufbau des Energiezweigs der Elektronik . . . . .	48

6.6	Signalfolge im Energiezweig . . . . .	49
6.7	Aufbau des Zeitzweigs der Elektronik . . . . .	51
6.8	Funktionsweise des TFC im Common-Start-Modus . . . . .	52
6.9	Aufbau der Eventerkennung der Elektronik . . . . .	54
6.10	Funktionsweise der MLU . . . . .	55
7.1	Monitorspektrum vor der Eichung . . . . .	62
7.2	Spektrum eines Koinzidenzdetektors vor der Eichung . . . . .	63
7.3	Lineare Energieeichung des Monitordetektors . . . . .	64
7.4	Lineare Energieeichung eines Koinzidenzdetektors . . . . .	64
8.1	Abnahme des Deuteriumgehalts des $CD_2$ -Targets . . . . .	66
8.2	Monitorspektrum . . . . .	67
9.1	Zeitdifferenzmatrix mit Polygonschnitt . . . . .	71
9.2	Energiematrix mit Polygonschnitt . . . . .	71
9.3	Generierung des Blähpolygons . . . . .	73
9.4	Schema der S-Projektion . . . . .	75
9.5	Bestimmung von $S$ und dem Abstandsparemeter $S_{\text{abst.}}$ . . . . .	76
9.6	Der Abstandsparemeter $S_{\text{abst.}}$ . . . . .	77
9.7	Der Abstandsparemeter $S_{\text{abst.}}$ nach Untergrundabzug . . . . .	77
9.8	Die S-Kurve vor dem Untergrundabzug (IST) . . . . .	78
9.9	Die S-Kurve nach Untergrundabzug . . . . .	78
9.10	Der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von $\Delta S_\mu$ . . . . .	80
10.1	Experimentelle Wirkungsquerschnitte des CST . . . . .	84
10.2	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})(\Delta S)$ mit $\Delta S = 0,2 \text{ MeV} \ \& \ 0,3 \text{ MeV}$ (CST & IST) . . . . .	85
10.3	Experimentelle Wirkungsquerschnitte des IST . . . . .	86
10.4	Experimentelle Wirkungsquerschnitte der FSI . . . . .	87
11.1	Rasterung der Blendenöffnung . . . . .	90
11.2	FSI-Wirkungsquerschnitt mit endlicher Geometrie . . . . .	91
11.3	Vergleich der p-d- mit der n-d-Messung (CST) . . . . .	92
11.4	Vergleich der p-d- mit der n-d-Messung (IST) . . . . .	93
11.5	Vergleich der p-d- mit der n-d-Messung (FSI) . . . . .	95

# Literaturverzeichnis

- [Aar65] R. Aaron, R. D. Amado, Y. Y. Yam  
*Calculations of neutron-deuteron scattering*  
Phys. Rev. **140**, B1291 (1965)
- [Aar66] R. Aaron, R. D. Amado  
*Theory of the reaction  $n+d \rightarrow n+n+p$*   
Phys. Rev. **150**, 857 (1966)
- [Alt67] E. O. Alt, P. Grassberger, W. Sandhas  
*Reduction of the three-particle collision problem to multi-channel two-particle Lippmann-Schwinger equations*  
Nucl. Phys. B **2**, 167 (1967)
- [And72] E. Andrade, V. Valkovi, D. Rendi, G. C. Phillips  
*Angular distributions of quasi-free scattering contributions in deuteron break-up by protons and deuterons*  
Nucl. Phys. A **183**, 145 (1972)
- [Bod98] K. Bodek, W. Glöckle, J. Golak, L. Jarczyk, S. Kistryn, B. Kozzjowska, J. Lang, A. Micherdzińska, O. Navilant-Cuncic, J. Smyrski, M. Sokołowski, J. Sromicki, A. Strzałkowski, H. Wiśniewska, J. Zejma, W. Zipper  
*Proton induced deuteron breakup reaction at 65 MeV: Unspecific configurations*  
Nucl. Phys. A **631**, 687 (1998)
- [Bra71] W. J. Braithwaite, J. R. Calarco, J. M. Cameron, D. W. Storm  
*Energy dependence of quasifree scattering in the  $^2H(p,pn)p$  re-*

- action*  
Nucl. Phys. A **166**, 515 (1971)
- [Cah71] R. T. Cahill, J. Greenwood, H. Willmes, D. J. Shadoan  
*Elastic scattering of protons by deuterium between 15 and 20 MeV*  
Phys. Rev. C **4**, 1499 (1971)
- [Che59] G. F. Chew, F. E. Low  
*Unstable Particles as Targets in Scattering Experiments*  
Phys. Rev. **113**, 1640 (1959)
- [Coo79] S. A. Coon, M. D. Scadron, P. C. McNamee, B. R. Barrett,  
D. W. E. Blatt, B. H. J. McKellar  
*The two-pion-exchange three-nucleon potential and nuclear matter*  
Nucl. Phys. A **317**, 242 (1978)
- [Coo81] S. A. Coon, W. Glöckle  
*Two-pion-exchange three-nucleon potential: Partial wave analysis in momentum space*  
Phys. Rev. C **23**, 1790 (1981)
- [Coo01] S. A. Coon, H. K. Han  
*Reworking the Tucson-Melbourne three-nucleon potential*  
Few-Body Systems **30**, 131 (2001)
- [Cro01] A. Crowell  
*Cross-section measurements of star configurations in neutron-deuteron breakup at 16.0 MeV*  
Dissertation, Triangle Universities Nuclear Laboratory, Duke University (2001)
- [Ebe74] W. Ebenhöh  
*How the three nucleon system depends on the two nucleon potentials*  
Czech. J. Phys. B **24**, 1232 (1974)

- [Epe98] E. Epelbaum, W. Glöckle, U.-G. Meißner  
*Nuclear forces from chiral lagrangians using the method of unitary transformation (I): Formalism*  
 Nucl. Phys. A **637**, 107 (1998)
- [Epe99] E. Epelbaum, W. Glöckle, A. Krüger, U.-G. Meißner  
*Effective theory for the two-nucleon system*  
 Nucl. Phys. A **645**, 413 (1999)
- [Epe00] E. Epelbaum, W. Glöckle, U.-G. Meißner  
*Nuclear forces from chiral Lagrangians using the method of unitary transformation II: The two-nucleon system*  
 Nucl. Phys. A **671**, 295 (2000)
- [Epe02] E. Epelbaum, A. Nogga, W. Glöckle, H. Kamada, U.-G. Meißner, H. Witała  
*Three-nucleon forces from chiral effective field theory*  
 Phys. Rev. C **66**, 064001 (2002)
- [Epe03] E. Epelbaum  
*Chiral effective field theory for few-nucleon systems*  
 nucl-th/0309019v2 (2003)
- [Eve62] A. Everett  
*Corrections to the impulse approximation in scattering from deuterons*  
 Phys. Rev. **126**, 831 (1962)
- [Fad61] L. D. Faddeev  
*Scattering theory for a three particle system*  
 Sov. Phys. JETP **12**, 1014 (1961)
- [Fad65] L. D. Faddeev  
*Mathematical aspects of the three body problem in quantum scattering theory*  
 Davey, New York (1965)

- [Fit98] A. Fitzler  
*Weiterentwicklung und Dokumentation von Programmen zur Datenaufnahme und Auswertung in der Kernphysik*  
Diplomarbeit, IKP, Universität zu Köln (1998)
- [Fri84] J. L. Friar, B. F. Gibson, G. L. Payne, C. R. Chen  
*Configuration space Faddeev continuum calculations: N-d s-wave scattering lengths with tensor-force interactions*  
Phys. Rev. C **30**, 1121 (1984)
- [Geb93] K. Gebhardt, W. Jäger, C. Jeitner, M. Vitz, E. Finckh, T. N. Frank, T. Januschke, W. Sandhas, H. Haberzettl  
*Experimental and theoretical investigation of the  $^2\text{H}(n, nnp)$  reaction and of the neutron-neutron scattering length*  
Nucl. Phys. A **561**, 232 (1993)
- [Gib88] B. F. Gibson, B. J. H. McKellar  
*The three-body force in the trinucleons*  
Few-Body Systems **3**, 143 (1988)
- [Glö83] W. Glöckle  
*The quantum mechanical few-body problem*  
Springer Verlag, Berlin (1983)
- [Glö96] W. Glöckle, H. Witała, D. Hüber, H. Kamada, J. Golak  
*The three nucleon continuum: Achievements, challenges and applications*  
Phys. Rep. **274**, 107 (1996)
- [Gol64] M. L. Goldberger, K. M. Watson  
*Collision Theory*  
John Wiley & Sons, New York (1964)
- [Gol83] D. Gola, W. Bretfeld, W. Burgmer, H. Eichner, C. Heinrich, H. J. Helten, H. Kretzer, K. Prescher, H. Oswald, W. Schnorrenberg, H. Paetz gen. Schieck  
*Quasifree scattering at low energies in  $^6\text{Li}(\alpha, 2\alpha)^2\text{H}$*   
Phys. Rev. C **27**, 1394 (1983)



- [Gol86] D. Gola, C. Heinrich  
*Indirect particle identification by time-of-flight difference in particle coincidence experiments*  
Nucl. Instr. Meth. A **243** 424 (1986)
- [Gra33] R. J. Van de Graaff, K. T. Compton, L. C. Van Atta  
*The electrostatic production of high voltage for nuclear investigations*  
Phys. Rev. **43**, 149 (1933)
- [Gro93] R. Großmann  
*Messung des Wirkungsquerschnittes für  $D(p,pp)n$  bei 10.5 MeV*  
Diplomarbeit, IKP, Universität zu Köln (1993)
- [Gro96] R. Großmann, G. Nitzsche, H. Patberg, L. Sydow, S. Vohl, H. Paetz gen. Schieck, J. Golak, H. Witała, W. Glöckle, D. Hüber  
*Low energy proton-deuteron versus neutron-deuteron breakup in four configurations: implications for Coulomb-force effects*  
Nucl. Phys. A **603**, 161 (1996)
- [Hai84] J. Haidenbauer, W. Plessas  
*Separable representation of the Paris nucleon nucleon potential*  
Phys. Rev. C **30**, 1822 (1984)
- [Hüb93] D. Hüber, H. Witała, W. Glöckle  
*Momentum-space calculations for three-nucleon scattering including a three-nucleon force*  
Few-Body Systems **14**, 171 (1993)
- [Hüb98] D. Hüber, J. L. Friar  
*The  $A_y$  puzzle and the nuclear force*  
Phys. Rev. C **58**, 674 (1998)
- [Imi04] A. Imig  
*Messung von Polarisationstransferkoeffizienten in der Fusionsreaktion  ${}^2\text{H}(\vec{d}, \vec{p}){}^3\text{H}$  bei niedrigen Energien*  
Dissertation, IKP, Universität zu Köln (voraussichtl. 10.2004)

- [Kie03] A. Kievsky  
private Mitteilung (2003)
- [Kie04] A. Kievsky, M. Viviani, L. E. Marcucci  
*N-d scattering including electromagnetic forces*  
Phys. Rev. C **69**, 014002 (2004)
- [Kol94] U. van Kolck  
*Few-nucleon forces from chiral lagrangians*  
Phys. Rev. C **49**, 2932 (1994)
- [Kth01] M. Kloth  
*Aufbau und Test eines neuen Analysatorsystems für Multi-Detektor-Systeme*  
Diplomarbeit, IKP, Universität zu Köln (2001)
- [Kuk98] V. I. Kukulin, V. N. Pomerantsev, A. Faessler, A. J. Buchmann, E. M. Tursunov  
*Moscow-type N N potentials and three-nucleon bound states*  
Phys. Rev. C **57**, 535 (1998)
- [Kuk99] V. I. Kukulin, V. N. Pomerantsev, A. Faessler  
*The complete version of Moscow N N potential*  
nucl-th/9903056 (1999)
- [Lac80] M. Lacombe, B. Loiseau, J. M. Richard, R. Vinh Mau, J. Côté, P. Pirès, R. de Turreil  
*Parametrization of the Paris N-N potential*  
Phys. Rev. C **21**, 861 (1980)
- [Lec95a] LeCroy  
*Model 2373, 16 in  $\times$  16 out camac memory lookup unit*  
Manual (1995)
- [Lec95b] LeCroy  
*Model 4303, Time to Fera Converter (TFC)*  
Manual (1995)

- [Lec98] LeCroy  
*Model 4300B, Camac 16 Channel, Fast Encoding & Readout ADC (FERA)*  
 Manual (1998)
- [Ley04] J. Ley  
*Die Tensoranalysierstärke  $A_{yy}$  in der SCRE-Konfiguration der Aufbruchreaktion  ${}^1H(\vec{d}, pp)n$  bei  $E_{\vec{d}} = 19 \text{ MeV}$*   
 Dissertation, IKP, Universität zu Köln (voraussichtl. 09.2004)
- [Lüb92] W. Lübcke  
*Kinematisch vollständige Messungen an der Reaktion  ${}^2H(n, nn){}^1H$  bei  $E_n = 10 \text{ MeV}$  in FSI-Konfigurationen*  
 Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (1992)
- [Mac87] R. Machleidt, K. Holinde, C. Elster  
*The Bonn-meson-exchange model for the nucleon-nucleon interaction*  
 Phys. Rep. **149**, 1 (1987)
- [Mac89] R. Machleidt  
*The meson theory of nuclear forces and nuclear structure*  
 Adv. Nucl. Phys. **19**, 189 (1989)
- [Mac94] R. Machleidt, G. Q. Li  
*Nucleon-nucleon potentials in comparison: Physics or polemics?*  
 Phys. Rep. **242**, 5 (1994)
- [Mac96] R. Machleidt, F. Sammarruca, Y. Song  
*Nonlocal nature of the nuclear force and its impact on nuclear structure*  
 Phys. Rev. C **53**, 1483 (1996)
- [Mac01] R. Machleidt  
*High-precision, charge-dependent Bonn nucleon-nucleon potential*  
 Phys. Rev. C **63**, 024001 (2001)

- [Mar70] D. J. Margaziotis, G. Paić, J. C. Young, J. W. Verba, W. J. Braithwaite, J. M. Cameron, D. W. Storm, T. A. Cahill  
*Energy dependence of quasifree scattering in deuteron breakup by protons*  
Phys. Rev. C **2**, 2050 (1970)
- [Nag78] M. M. Nagels, T. A. Rijken, J. J. de Swart  
*Low-energy nucleon-nucleon potential from Regge-pole theory*  
Phys. Rev. C **17**, 786 (1978)
- [Nog97] A. Nogga, D. Hüber, H. Kamada, W. Glöckle  
*Benchmark calculations for the triton binding energy for modern NN forces and the  $\pi$ - $\pi$  exchange three-nucleon force*  
Phys. Lett. B **409**, 19 (1997)
- [Nog02] A. Nogga, H. Kamada, W. Glöckle, B. R. Barrett  
*The  $\alpha$  particle based on modern nuclear forces*  
Phys. Rev. C **65**, 054003 (2002)
- [Ohl65] G. G. Ohlsen  
*Kinematic relations in reactions of the form  $a + b \rightarrow c + d + e$*   
Nucl. Instr. Meth. **37**, 240 (1965)
- [Ord92] C. Ordóñez, U. van Kolck  
*Chiral lagrangians and nuclear forces*  
Phys. Lett. B **291**, 459 (1992)
- [Pae01] H. Paetz gen. Schieck, H. Witała, J. Golak, J. Kuroś, R. Ski-  
biński  
*Systematics of the  $^2H(\vec{p}, pp)n$  reaction between 10.3 and 19.0 MeV*  
Few Body Systems **30**, 81 (2001)
- [Pas98] G. Pascovici, G. Richardt, V. Angelov, M. Eggert, M. Kloth  
*Entwicklung eines neuen Vielkanalanalysator-Moduls im CAMAC-Format*  
Forschungsbericht der Universität zu Köln (1998/1999) 866

- [Pat95] H. Patberg  
*Untersuchungen der Aufbruchreaktion  $^2H(\vec{p}, pp)n$  mit polarisierten Protonen bei  $E_{\vec{p}} = 19 \text{ MeV}$*   
Dissertation, IKP, Universität zu Köln (1995)  
H. Patberg, R. Großmann, G. Nitzsche, L. Sydow, S. Vohl, H. Paetz gen. Schieck, J. Golak, H. Witała, W. Glöckle, D. Hüber  
*Deuteron breakup reaction  $^2H(\vec{p}, pp)n$  induced by polarized protons at  $E_{\vec{p}} = 19 \text{ MeV}$*   
Phys. Rev. C **53**, 1497 (1996)
- [Prz98] M. Przyborowski  
*Die  $np$ -Endzustandswechselwirkung (FSI) in der Reaktion  $^2H(\vec{p}, pp)n$  bei  $E_{\vec{p}} = 19 \text{ MeV}$*   
Dissertation, IKP, Universität zu Köln (1998)  
M. Przyborowski, M. Eggert, R. Engels, M. Menzel, L. Sydow, H. Paetz gen. Schieck, H. Witała, J. Golak, J. Kuroś, W. Glöckle  
*The  $np$  final-state interaction in the reaction  $^2H(\vec{p}, pp)n$  at  $E_{\vec{p}} = 19 \text{ MeV}$*   
Phys. Rev. C **60**, 064004 (1999)
- [Pud97] B. S. Pudliner, V. R. Pandharipande, J. Carlson, S. C. Pieper, R. B. Wiringa  
*Quantum Monte Carlo calculations of nuclei with  $A \leq 7$*   
Phys. Rev. C **56**, 1720 (1997)
- [Rau91] G. Rauprich  
*Untersuchungen der Reaktion  $D(\vec{p}, pp)n$  bei  $E_{\vec{p}} = 13.0 \text{ MeV}$  für die ausgezeichneten kinematischen Konfigurationen Raumstern, Quasifreie Streuung, Endzustandswechselwirkung und Kollinearität*  
Dissertation, IKP, Universität zu Köln (1991)  
G. Rauprich, S. Lemaître, P. Niessen, K. R. Nyga, R. Reckenfelderbäumer, L. Sydow, H. Paetz gen. Schieck, H. Witała, W. Glöckle

- Study of the kinematically complete breakup reaction  $^2\text{H}(\vec{p}, pp)n$  at  $E_p = 13 \text{ MeV}$  with polarized protons*  
Nucl. Phys. A **535**, 313 (1991)
- [Sag94] K. Sagara, H. Oguri, S. Shimizu, K. Maeda, H. Nakamura, T. Nakashima, S. Morinobu  
*Energy dependence of analyzing power  $A_y$  and cross section for  $p + d$  scattering below 18 MeV*  
Phys. Rev. C **50**, 576 (1994)
- [Sch74] E. Schmid, H. Ziegelmann  
*The quantum mechanical three-body problem*  
Vieweg & Sohn, Braunschweig (1974)
- [Set96] H. R. Setze, C. R. Howell, W. Tornow, R. T. Braun, W. Glöckle, A. H. Hussein, C. D. Roper, F. Salinas, I. Šlaus, D. E. Gonzalez Trotter, B. Vlahovic, R. L. Walter, G. Mertens, J. M. Lambert, H. Witała  
*Verification of the space-star anomaly in  $n$ -d breakup*  
Phys. Lett. B **388**, 229 (1996)
- [Sie02] A. Siepe, J. Deng, V. Huhn, L. Wätzold, C. Weber, W. von Witsch, H. Witała, W. Glöckle  
*Neutron-proton and neutron-neutron quasifree scattering in the  $n$ -d breakup reaction at 26 MeV*  
Phys. Rev. C **65**, 034010 (2002)
- [Sto94] V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, J. J. de Swart  
*Construction of high-quality  $NN$  potential models*  
Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994)
- [Str89] J. Strate, K. Geissdörfer, R. Lin, W. Bielmeier, J. Cub, A. Eb-neth, E. Finckh, H. Friess, G. Fuchs, K. Gebhardt, S. Schindler  
*Differential cross section of the  $^2\text{H}(n, nnp)$ -reaction at  $E_n = 13 \text{ MeV}$*   
Nucl. Phys. A **501**, 51 (1989)

- [Thi73] G. D. Thijs, P. H. Schram, C. C. Jonker  
*Proton-neutron final-state interaction in the reaction  $^1\text{H}(d, pp)n$  at 12.6 MeV*  
Nucl. Phys. A **205**, 413 (1973)
- [Tie99] H. Tiesler  
*Gammastrukturanalyse an  $^{209}\text{Bi}$  mit zwei CLUSTER-Detektoren*  
Dissertation, IKP, Universität zu Köln (1999)
- [Wat52] K. E. Watson  
*The effect of final state interactions on reaction cross sections*  
Phys. Rev. **88**, 1163 (1952)
- [Wei90] S. Weinberg  
*Nuclear forces from chiral lagrangians*  
Phys. Lett. B **251**, 288 (1990)
- [Wei91] S. Weinberg  
*Effective chiral lagrangians for nucleon-pion interactions and nuclear forces*  
Nucl. Phys. B **363**, 3 (1991)
- [Wig33] E. Wigner  
*On the mass defect of Helium*  
Phys. Rev. **43**, 252 (1933)
- [Wir84] R. B. Wiringa, R. A. Smith, T. L. Ainsworth  
*Nucleon-nucleon potentials with and without  $\Delta(1232)$  degrees of freedom*  
Phys. Rev. C **29**, 1207 (1984)
- [Wir95] R. B. Wiringa, V. G. J. Stoks, R. Schiavilla  
*Accurate nucleon-nucleon potential with charge-independence breaking*  
Phys. Rev. C **51**, 38 (1995)
- [Wit87] H. Witała, T. Cornelius, W. Glöckle  
*Three-nucleon continuum calculations with realistic NN potentials*  
Few-Body Systems **2**, 555 (1987)

- [Wit88a] H. Witała, T. Cornelius, W. Glöckle  
*Elastic scattering and break-up process in the  $n$ - $d$  system*  
 Few-Body Systems **3**, 123 (1988)
- [Wit88b] H. Witała, T. Cornelius, W. Glöckle  
*Faddeev calculations with meson-exchange  $N$ - $N$  interactions for the  $n$ - $d$  break-up process*  
 Few-Body Systems **5**, 89 (1988)
- [Wit98] H. Witała, W. Glöckle, D. Hüber, J. Golak, H. Kamada  
*Cross section minima in elastic  $Nd$  scattering: possible evidence for three-nucleon force effects*  
 Phys. Rev. Lett. **81**, 1183 (1998)
- [Wit03] H. Witała, J. Golak, R. Skibiński, C. R. Howell, W. Tornow  
*Effects of the magnetic moment interaction between nucleons on observables in the  $3N$  continuum*  
 Phys. Rev. C **67** 064002 (2003)
- [Wit04] H. Witała  
 private Mitteilung (2004)
- [Yuk35] H. Yukawa  
*Interaction of elementary particles*  
 Proc. Physico-Mathem. Soc. Jap. **17**, 48 (1935)



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen meinen Dank aussprechen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck für die interessante Aufgabenstellung und die immerwährende Bereitschaft, auf meine Fragen und Probleme einzugehen und wenn nötig, jederzeit nicht nur mit Rat, sondern auch mit Tat zu helfen;

Herrn Prof. Dr. H. Witała für die Faddeev-Rechnungen und die großzügige Zurverfügungstellung seiner Programme für die Berechnungen der Aufbruchwirkungsquerschnitte;

allen Mitbewohnern des Raumes 229/230 für eine tolle und sehr angenehme Atmosphäre und insbesondere Herrn Ralf Schulze, vor allem für seinen unermüdlichen “Rechnereinsatz”;

Frau Astrid Imig und Herrn Jürgen Ley für die regelmäßigen Diskussionen rund um Messungen und Auswertungen von Wenig-Nukleonen-Systemen und das Korrekturlesen dieser Arbeit;

Herrn Dr. Andreas Fitzler für seinen großen Einsatz rund um unseren neuen Analysator;

den Damen und Herren Bastian Breustedt, Martin van den Dool, Reinhard Emmerich, Dr. Ralf Engels, Astrid Imig, Mathias Kloth, Jürgen Ley, Ralf Schulze, Georg Tenckhoff und Christine Weske für das sehr gute Arbeitsklima und die Diskussions- und Hilfsbereitschaft innerhalb der 3T-Gruppe (vor allem während der Strahlzeiten);

allen Mitgliedern des Instituts, die mir bei der Vorbereitung, Durchführung und Auswertung meiner Messungen behilflich waren, besonders Herrn Dr. Gheorge Pascovici und Herrn Stefan Thiel als Leiter der beiden Werkstätten, die so manches Problem sehr kurzfristig zu lösen vermochten;

meiner Frau Claudia, die mir mehr Ruhe und Rückhalt gegeben hat als sie selbst ermessen kann und dabei mehr als einmal ihre eigenen Wünsche zurückstecken mußte;

und schließlich meinen Eltern, die mir nicht nur meinen Weg zu meinem und durch mein Studium und damit hin zu dieser Arbeit ermöglicht haben, sondern auch bis zum Schluß immer bereit waren, mich moralisch, finanziell und auch fachlich bestmöglich zu unterstützen.

# Erklärung

Hiermit versichere ich, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbstständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit - einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen -, die anderen Werken im Wortlaut oder Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; daß diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß sie - abgesehen von unten angegebener Teilpublikation - noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, daß ich solche Veröffentlichungen vor Abschluß des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen der Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Herrn Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck betreut worden.

Konferenzbeitrag:

C. D. Düweke, A. Imig, J. Ley, H. Witała, H. Paetz gen. Schieck,  
DPG-Frühjahrstagung Köln, HK 37.5 (2004)



# Lebenslauf

Name:	Düweke
Vorname:	Carsten Dominik
Geboren:	28.11.1974 in Mainz
Mutter:	Ursula Düweke, geb. Wald
Vater:	Dr. Michael Düweke
Familienstand:	verheiratet mit Claudia Düweke, geb. Sander
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Schulausbildung:	
1981-1985	Kath. Grundschule Bensberg
1985-1994	Albertus-Magnus-Gymnasium Bensberg
Mai 1994	Abitur
Studium:	
WS 1994/95	Beginn des Physikstudiums an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen
WS 1997/98	Fortsetzung des Physikstudiums an der Albertus-Magnus-Universität zu Köln
Juli 2000	Beginn der Diplomarbeit am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln mit dem Thema: “Aufbau und Test eines Multi-Detektor-Systems mit ortsauflösenden Halbleiterdetektoren”
November 2001	Abschluß der Diplomarbeit
Dezember 2001	Beginn der Promotion in Experimentalphysik